Ein Beitrag zu den ebenen turbulenten Strömungen mit begrenzten Ablösegebieten

DISSERTATION
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor-Ingenieur
genehmigt von der Fakultät für Maschinenbau
der Ruhr-Universität Bochum

von
Dipl.-Ing. Peter Wauschkuhn
Recklinghausen

Bochum 1982

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547222_0031

Ein Beitrag zu den ebenen turbulenten Strömungen mit begrenzten Ablösegebieten

DISSERTATION
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor-Ingenieur
genehmigt von der Fakultät für Maschinenbau
der Ruhr-Universität Bochum

von
Dipl.-Ing. Peter Wauschkuhn
Recklinghausen

Bochum 1982

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Dissertation eingereicht : 18. Nov. 1982
Tag der mündlichen Prüfung : 3. Dez. 1982

Referent: Prof. Dr.-Ing. K. Gersten
Korreferent: Prof. Dr. rer. nat. W. Merzkirch

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Angestellter am Lehrstuhl für Strömungsmechanik im Institut für Thermo- & Fluiddynamik der Ruhr-Universität Bochum.

Ich möchte an dieser Stelle allen danken, die zum Zustandekommen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. K. Gersten für die Betreuung der Arbeit sowie Herrn Prof. Dr. rer. nat. W. Merzkirch, der das Korreferat übernommen hat.

Ein Beitrag zu den ebenen turbulenten Strömungen mit begrenzten Ablösegebieten

ÜBERSICHT

Unter theoretischen und experimentellen Aspekten werden turbulente wandgebundene Strömungen in Ablösungsnähe und bei Ablösung untersucht. Es werden zunächst die Unterschiede dieser beiden Strömungsformen anhand charakteristischer strömungsmechanischer Merkmale definiert und erläutert. Das Auftreten von Ablösung und Nicht-Ablösung wird von geeigneten Kennzahlen bestimmt. Man unterscheidet geometrisch induzierte und druckinduzierte Ablösungen, die mit jeweils unterschiedlichen Methoden behandelt werden müssen.

In einer ingenieurmäßigen Näherung werden zentrale Größen, wie Länge des Ablösungsgebietes und Basisdruck, für die (geometrisch induzierte) eckige Stufenströmung ermittelt. Ein mathematisch aufwendigeres Berechnungsverfahren mit einem komplizierteren Turbulenz-Modell (k-ε-Modell) wird zur Überprüfung herangezogen.

Bei den Strömungen mit nicht fixiertem Ablösungspunkt (=druckinduziert) wird nachgewiesen, daß der konventionelle Lösungsweg mit Hilfe direkter Grenzschichtmethoden versagt. Es wird stattdessen bei Strömungen in Ablösungsnähe die Methode der "starken Wechselwirkung" zwischen Grenzschicht und Außenströmung angewendet. Bei abgelösten Strömungen kommt die indirekte Grenzschichtrechnung im Zusammenhang mit direkter Außenströmungstheorie innerhalb des sogenannten halbinversen Verfahrens zur Anwendung. Dieses Wechselwirkungsverfahren zeigt im Zusammenhang mit der eingesetzten Kopplungsbeziehung gute Konvergenzeigenschaften.

Beide Arten der Ablösung - geometrisch induziert wie druckinduziert - sind meßtechnisch ausführlich untersucht worden. In allen Fällen wurde die experimentelle Methode der Laser-Doppler Velocimetrie angewendet, die die einzige ausgereifte Technik zum Nachweis von Rückströmung und somit von Ablösungsgebieten ist. Aus den Ergebnissen von Messung und Rechnung wird der Stand der Kenntnisse über abgelöste Strömungen ersichtlich. Es ergeben sich daraus Folgerungen für das weitere Vorgehen der Forschung in Bezug auf Verfahren, Modellierung und einzusetzender Empirie.

Inhaltsverzeichnis Seite

Bezeichnungen

1. Bedeutung der Strömungen mit Ablösung in der Technik 1

2. Aufgabenstellung und Abgrenzung 3

3. Charakteristische Merkmale abgelöster Strömungen 6
   3.1 Koordinatensystem 6
   3.2 Trennstromlinie und Verdrängungslinie 7
   3.3 Integralwerte der Strömung 8
   3.4 Druckverteilung 12
   3.5 Wandschubspannung 13
   3.6 Stromlinienbild und Strömungsfeld 15

4. Kennzahlen und Systematik abgelöster Strömungen 22

5. Die Strömung an der Stufe (fixierter Ablösungspunkt) 27
   5.1 Übersicht über das Schrifttum 27
   5.2 Die Strömung an der zurückspringenden Stufe bei kleinen Grenzschichtdicken 33
      5.2.1 Experimenteller Aufbau 34
      5.2.2 Experimentelle Ergebnisse 37
      5.2.3 Ähnlichkeitsbetrachtungen 46
      5.2.4 Einfache Näherungsberechnung 54
      5.2.5 Vergleich mit Ergebnissen einer Feld-Rechenmethode 60
   5.3 Ergebnisse zur Strömung an der vorspringenden Stufe 68
   5.4 Die Strömung an vor- und zurückspringenden Stufen bei großen Grenzschichtdicken 69
   5.5 Zusammenfassende Ergebnisse für eckige Stufenströmungen 74

6. Ablösende Strömungen an stetig gekrümmten Wänden (Nicht fixierter Ablösungspunkt) 78
6.1 Übersicht über das Schrifttum 78
6.2 Strömungen in Ablösungsnähe 86
6.2.1 Messungen 88
6.2.2 Die Prandtl-Lösung 89
6.2.3 Die viskose Wechselwirkung 90
6.2.4 Ergebnisse und Wertung 92
6.3 Das Problem des Ablösekriteriums 96
6.4 Strömungen mit Ablösung 101
6.4.1 Messungen 101
6.4.2 Rechenverfahren für abgelöste Strömungen 102
6.4.3 Ergebnisse und Vergleich von Theorie und Messung 106

7. Der Widerstand bei anliegenden und abgelösten Strömungen 112

8. Zusammenfassung 119

9. Literatur 121

Anhang : gemessene Grenzschichtparameter 129

Verzeichnis der wichtigsten Bezeichnungen

		Gleichung	Seite
A, B	konstante Zahlen		74/76
C_D	Dissipationsbeiwert	6.24	
C_f	Schubspannungsbeiwert	3.12	
C_μ, C_1, C_2, C_ε	Konstanten im k-ε-Modell		63
C_p	Druckbeiwert	3.9	
C_R	Wiederanlegeparameter	6.29	
$C_{w\tau}$	bezogener Druckbeiwert	5.68	
C_W	Widerstandsbeiwert	7.3	
C_{WR}, C_{WP}	Reibungs-, Druckwiderstandsbeiw.	7.3	
d_f	Streifenbreite bei LDV		35
DET	Determinante	6.28	
ER	Kanalerweiterungsverhältnis		
F	Funktion der Verdrängungsdicke		49/50
H	Stufenhöhe, Konturhöhe		
H*(x)	örtliche Höhe bei Konturen		6
H_{12}	Formparameter δ_1/δ_2	3.6	
H_{32}	Formparameter δ_3/δ_2	3.8	
H_{21}	Formparameter δ_2/δ_1	6.19	
H_{31}	Formparameter δ_3/δ_1	6.20	
k	kinetische Schwankungsenergie	5.61	
k_s	Sandrauhigkeit	4.13	
l	Rücklage des Konturbeginns		
l*	Länge der Trennstromlinie	5.35	
l^+, l^{++}	geometr. Gesamtlänge der Platte		115
Δl	fiktive Plattenverlängerung		59
L	Konturlänge		6
N	Kennzahl des Druckes	5.33	
P	Funktion des Druckes		50/51
Q_{Bl}	Volumenstrom in der Blase	3.16	
Re	Reynoldszahl		
Re_H	Re-Zahl, bez. auf die Höhe H	4.1	
Re_l	Re-Zahl, bez. auf die Rücklage l	4.2	

		Gleichung	Seite
Re_L	Re-Zahl, bez. auf Konturlänge L		
Re_τ	Schubspannungs-Re-Zahl	5.67	
$\bar{u}(x,y)$	mittl. wandparallele Geschwindigk.		
U_∞	Anströmgeschwindigkeit		
U_a	Geschw. am Grenzschichtrand		
u_τ	Wandschubspannungsgeschwindigkeit	4.8	
$u'(x,y,t)$	momentane Schwankungskomp. von u		
$\sqrt{\overline{u'^2}}$	mittlere Schwankungskomp.		
$\rho\overline{u'v'}$	turbulente Schubspannung		
$\bar{v}(x,y)$	mittlere wandnormale Geschwindigk.		
v', $\sqrt{\overline{v'^2}}$	entsprechend zu u'		
x, y	konturfolgende Koordinaten		6
x*, y*	kartesische Koordinaten		6
W	Widerstand	7.2	
W_P, W_R	Druck-, Reibungswiderstand		112

Griechische Symbole

α , β , γ	Funktionen von Re_{δ_2} und H_{21}		104
Γ	Zirkulation	5.22	
δ	Grenzschichtdicke		
δ_1	Verdrängungsdicke	3.4	
δ_1^*	normierte Verdrängunsdicke	5.15	
δ_2	Impulsverlustdicke	3.5	
δ_3	Energieverlustdicke	3.7	
ε	Störparameter		90/91
ε	Dissipationsrate	5.62	
η	dynamische Viskosität		
ϑ	Winkel Wand/Stromlinie		20
Θ	Neigung der Verdrängungslinie		85
λ	Lichtwellenlänge des Lasers		35
ν	kinematische Viskosität		
ν_t	Wirbelviskosität	5.63	
ρ	Dichte des Fluides		

		Gleichung	Seite
σ_x, σ_y	Reynoldssche Normalspannungen	5.54/55	
τ_w	Wandschubspannung		
τ_{xy}	turbulente Schubspannung	5.56	
ψ	Stromlinie, Stromfunktion		
ψ^*	bezogene Stromfunktion		40/41
ω	Drehung	5.23	
ω	Relaxationsparameter		85/86

Indizes und Symbole

B	Basis (der eckigen Stufe)		
Bl	Blase		
e, eff	effektiv		
f	Reibung		
INV	reibungslos	6.1	
m	Minimaldruck		100
n	Iterationszähler		91
p	Druck		
P	äquivalente Platte		
R	Wiederanlegepunkt		
S	Ablösepunkt		
t	turbulent		
tr	Umschlag lam/turb	4.4	
T	Trennstromlinie		7
VIS	viskos, reibungsbehaftet	6.1	
V	Verdrängungslinie		
w	Wand		
τ	Wandschubspannung		
Δ	Differenz zweier Längen		
∞	Zuströmbedingungen		
o	Null-Geschwindigkeitslinie		
*	kartesische Koordinaten		6
˙	Modifizierungssymbol	3.2	
'	Schwankungswert		

1. BEDEUTUNG DER STRÖMUNGEN MIT ABLÖSUNG IN DER TECHNIK

Bereits seit Beginn der wissenschaftlichen Beschäftigung mit strömungsmechanischen Problemen ist der Begriff der Ablösung bekannt. Trotzdem wird erst in den letzten Jahren eine intensive Forschung auf diesem wichtigen Teilgebiet bemerkbar. Diese bisherige Vernachlässigung liegt einerseits an der Priorität, die die sogenannten normalen Problemfälle bisher hatten, andererseits am Stand des Grundlagenwissens, das erst jetzt ausreichend zu sein scheint, diese Problematik in Angriff zu nehmen. Ein weiterer Grund, sich dieses Themas anzunehmen, liegt in der Forderung nach immer größerer Leistungsfähigkeit technischer Produkte. Einige Beispiele mögen dies erläutern.

Die Kenntnis und Beherrschung abgelöster Strömungen ist höchstwichtig im Flugzeugbau bei der Anwendung von Hochauftriebshilfen in Startsituationen und bei der Reduktion von Auftrieb durch Ablösung bei minimierten Landestrecken. Im militärischen Flugzeugbau wird Ablösung in der Zukunft eingesetzt zum Manöverflug. Bei Gebäuden müssen hinsichtlich der Festigkeit und der Anordnung zueinander in Gruppen und im Verhältnis zur Landschaft Ablösungsphänomene beachtet werden. In der technischen Gebäudeausrüstung (Klimatisierung, Lüftung) haben Rückstromgebiete z.B. auf dem Dach oder im Windschatten zentrale Bedeutung.

Zu diesen Beispielen aus der äußeren Umströmung von Körpern kommen noch die inneren Strömungen. Wirkungsgrad und Festigkeit bezüglich Schwingungsbrüchen bei Diffusoren sind entscheidend abhängig vom Einfluß der Ablösung. Rohrleitungsplanung und Rohrleitungsbau - maßgebliche Faktoren für die Größe komplexer Industrieanlagen - sind nur unter Berücksichtigung dieser Phänomene zu optimieren. Stoffaustausch und Verbrennungsvorgänge verlaufen in Ablösungsgebieten mit hohen Turbulenzgraden bei gleichzeitig kleiner Geschwindigkeit wesentlich intensiver als in anliegenden Strömungsbereichen.

Als letztes Beispiel sei aus dem Gebiet der Biofluiddynamik die Strömung in Blutgefäßen genannt. Im Bereich von Arterienverzweigungen kommt es zum Ablösen und Wiederanlegen der Blutströmung, ein Effekt, der für die Entstehung der Arteriosklerose mitverantwortlich gemacht wird.

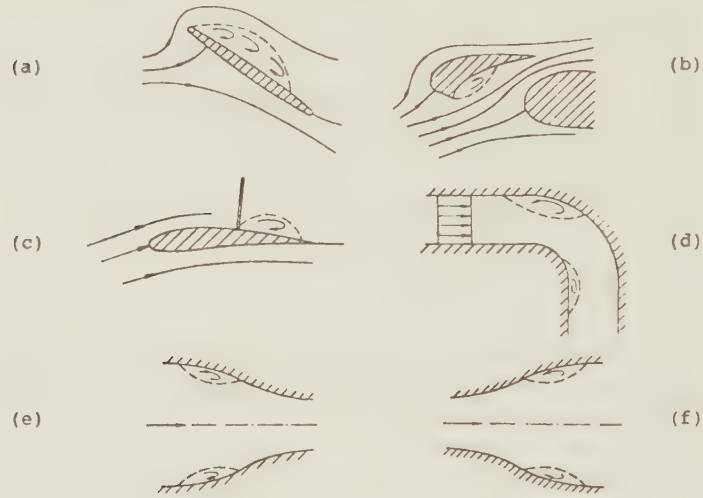


Bild 1.1 : Beispiele von Strömungen mit geschlossenen Ablösegebieten (Erläuterungen im Text)

In der Bildtafel 1.1 sind exemplarisch einige Beispiele erläutert, wie sie bei technischen Anwendungen auftreten können. Bilder 1.1.a, b und c zeigen Außenströmungen an Flugzeug-Tragflügeln. Teilbild (a) zeigt den überzogenen Flugzustand eines Flugzeuges, der mit Auftriebsverlust und Widerstandserhöhung einhergeht. Teilbild (b) zeigt die sehr komplexe Strömung an Klappen- und Vorflügelsystemen, wie sie in Startvorgängen angewendet werden. Teilbild (c) zeigt Effekte, die bei hoher Unterschall-Machzahl auftreten; diese treten als stoßinduzierte Ablösung im Reiseflug auf. Die inneren Strömungen sind in den Teilbildern 1.1.d, e und f dargestellt. Es sind dies Rohrkrümmer (d) mit kleinem Verhältnis von Krümmungsradius zu Rohrradius sowie Düsenströmungen (e) und die sehr wichtigen Diffsorströmungen (f).

2. AUFGABENSTELLUNG UND ABGRENZUNG

Das vorige Kapitel gibt eine Andeutung über die Vielzahl der Situationen, in denen Ablösungen auftreten können. Man kann zunächst zwei Klassen unterscheiden, nämlich laminare und turbulente Strömungen, wobei diese Kennzeichnung bezüglich des Zustandes kurz vor der Ablösung verstanden werden soll. Für die ganz überwiegende Zahl der Strömungen trifft die Einordnung in den turbulenten Bereich zu. In Anbetracht dessen und unter dem Gesichtspunkt der Durchführbarkeit von Experimenten wurde in dieser Arbeit von einem turbulenten Strömungszustand vor, innerhalb und nach der Ablösung ausgegangen.

Eine weitere Einteilung kann - wie bereits erwähnt - nach äußeren und inneren Strömungen vorgenommen werden. Direkt damit gekoppelt ist die Frage der Begrenzung des Ablösegebietes. Findet das Wiederanlegen eines Ablösegebietes nicht auf dem Körper bzw. der Wand statt, spricht man von offenen Ablösegebieten, in den anderen Fällen von geschlossenen bzw. begrenzten Ablösegebieten. In dieser Arbeit werden nur begrenzte Ablösegebiete behandelt. Arbeiten mit offenen Ablösegebieten (freier Schließungspunkt) liegen z.B. von Jacob (1976) und Geropp et al. (1975) vor.

Des weiteren kann nach Strömungen mit variabler Temperatur und Dichte unterteilt werden. Strömungen mit Überschall-Machzahl zeigen anderes Verhalten der Ablösungsgebiete als inkompressible Strömungen (siehe Bilder in Nash, 1962). Zur Reduzierung der Parameter werden deshalb nur ebene, inkompressible Strömungen ohne Wärme- und Stoffzufuhr untersucht. Aus der Beschränkung auf die Ebenheit der Strömung folgt unmittelbar, daß der Ablösungspunkt bzw. Wiederanlegepunkt die Stelle mit im Mittel verschwindender Wandschubspannug ist (siehe Simpson, 1981, Kap. 3.5). Im Falle Newtonscher Reibung steht gleichwertig dafür auch der Gradient der Geschwindigkeit an der Wand.

Die bisherigen Einschränkungen betrafen im wesentlichen

den Typus der Strömung. Da Ablösung immer an feste Wände gebunden ist, läßt sich einsehen, daß die Geometrie maßgeblich Einfluß auf die Ablösung hat. Ferner ist es eine in der Strömungsmechanik bekannte Tatsache, daß nur reibungsbehaftete Strömungen und Fluide ablösen können. Hieraus kann man folgern, daß nicht nur die Geometrie als solche, sondern auch die Geometrie in den Gebieten vor der Ablösung im Zusammenwirken mit Reibungsphänomenen Einfluß auf das Auftreten der Ablösung haben. Diese Zusammenhänge werden in Kapitel 4 näher erläutert.

Im Kapitel 3 werden zunächst die speziellen Phänomene ausführlich beschrieben, die im Zusammenhang mit der Ablösung auftreten und deren Effekte für das Verständnis unbedingt erwähnenswert sind.

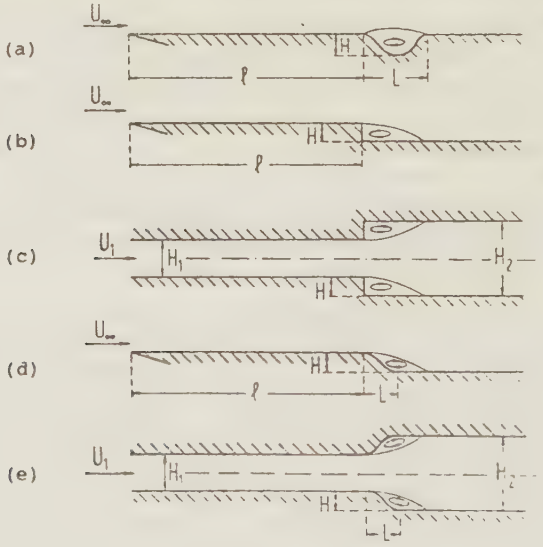


Bild 2.1 : Grundlegende Geometrien zur Erzeugung abgelöster Bereiche
(a) Delle
(b) Stufe
(c) plötzliche Erweiterung
(d) abgerundete Stufe
(e) kurzer Diffusor

Um Aussagen allgemeiner Art zu bekommen, wurden aus der Vielzahl möglicher Geometrien ganz spezielle herausgegriffen. Es wurden Plattengeometrien herangezogen, die zueinander parallel, jedoch höhenversetzt sind. Die grundlegenden Geometrien dieser Art, die überhaupt möglich sind, werden in Bild 2.1 gezeigt.

Diese dargestellten Geometrien können im Sinne einer Kanalerweiterung interpretiert werden. Erfolgt das Verspringen der Platten in umgekehrter Richtung, spricht man von Verengungen. Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt jedoch bei einigen der in Bild 2.1 gezeigten Geometrien. Im ersten Beispiel, das ausführlich in Kapitel 5 behandelt wird, erfolgt der Höhenunterschied der ebenen Platten abrupt. Es entsteht dadurch eine zurück- bzw. vorspringende Stufe, deren charakteristische Strömungseigenschaft ein fixierter Ablösungspunkt bzw. Anlegepunkt ist.

Im zweiten Fall (Kapitel 6) wird der Höhenunterschied durch eine Konturierung ohne Knick- und Krümmungssprung überwunden. Diese Anordnung, wiederum zurück- und vorspringend, bedingt freie, also nicht fixierte Ablösungs- und Wiederanlegepunkte.

In Kapitel 7 wird die Bedeutung des Widerstandes einer Anordnung mit Ablösung, der immer im Sinne eines Verlustes (als Kraft bzw. Energie) zu bewerten ist, anhand der Beispiele in den Kapiteln 5 und 6 erläutert.

Ziel der Arbeit ist es, auf der Basis von Experiment und Berechnung allgemeingültige Aussagen für turbulente Strömungen mit Ablösung zu erhalten. Dieses Bestreben setzt, im Gegensatz zur Lösung beispielsweise der Navier-Stokesschen Gleichungen, eine Modellierung der Strömung voraus. Auch bei der Auswahl der Geometrie wurde diesem Bestreben durch ein einfaches Plattenmodell Rechnung getragen.

3. CHARAKTERISTISCHE MERKMALE VON STRÖMUNGEN MIT ABLÖSUNG

In diesem Kapitel werden wichtige Charakteristika ablösender Strömungen dargestellt, die für die Beurteilung der Ergebnisse in den folgenden Kapiteln von Bedeutung sind. Merkmale, die hier aufgeschrieben sind, werden als typisch und geometrieunabhängig für alle Arten inkompressibler Strömungen angesehen.

3.1 KOORDINATENSYSTEM

Skizzen 3.1.a und b zeigen Geometrie und Strömungskinematik. Bei der Vereinbarung des Koordinatensystems ist zu beachten, daß y der lokale Wandabstand ist. x wird einheitlich als konturfolgende Koordinate benutzt mit Ausnahme der senkrechten Stufenfront, die nicht zu x beiträgt. Der Ursprung zählt in Hauptströmungsrichtung vom Beginn einer Än-

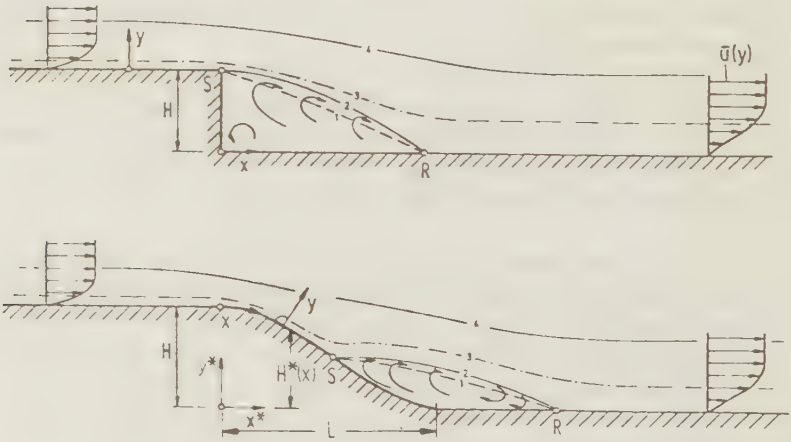


Bild 3.1 : Geometrie und Kinematik bei Strömungen mit
(a) fixiertem Ablösepunkt (oben),
(b) freiem Ablösepunkt (unten)
1=Linie $\bar{u}=0$, $y_0(x)$; 2=Trennstroml., $y_T(x)$
3=Verdrängungslinie; 4=Außenstromlinie

derung der Plattengeometrie an. Die mit * versehenen Koordinaten x* und y* dienen der Definition der abgerundeten Kontur. $\bar{u}$ und $\bar{v}$ sind wandparallele und wandnormale Geschwindigkeitskomponenten. Die Bilder und Beispiele sind nur qualitativ zu werten.

3.2 TRENNSTROMLINIE UND VERDRÄNGUNGSLINIE

Bei der Klassifizierung irgendwelcher Linien in Strömungsrichtung muß man sorgfältig unterscheiden zwischen Linien allgemein und Stromlinien. Wichtige Stromlinien sind im allgemeinen die Wand selbst sowie das Stromlinienfeld, das sich weit weg von der Wand ausbildet. In Wandnähe kann man bei Kenntnis einiger Geschwindigkeitsprofile Stromlinien konstruieren. Die Anweisung dazu lautet

$$\psi_c = \int_0^{y^*} \bar{u}\, dy = \text{konst.} \qquad (3.1)$$

Das heißt, daß Punkte, auf denen derselbe Wert des Volumenstromes erreicht wird, eine Stromlinie ψ_c bilden. ψ_c heißt demnach Stromfunktion ψ_c.

Für abgelöste Strömungen kann man einige Sonderwerte der Stromfunktion angeben. Ausgehend von der Wand mit $\psi_w=0$ erhält man im Rückstromgebiet aufgrund negativer Geschwindigkeit zunächst negative Stromfunktionswerte (siehe dazu Bild 3.2.b). Nach Überschreiten der Linie $\bar{u}(x)=0$ tritt eine Kompensation ein bis zu einer Koordinate $y=y_T(x)$, an der der Stromfunktionswert verschwindet. Die Linie ψ_T mit der Koordinate $y_T(x)$ wird Trennstromlinie genannt. Sie trennt Fluid der Außenströmung (hier ist nicht Potentialströmung gemeint) vom Fluid der Ablöseblase. Im Falle turbulenter Strömung muß man dabei von gemittelten Werten ausgehen. Es zählt also auch Fluid zur Blase, das sich in Strömungsrichtung bewegt. Häufig wird als Blase nur der rückströmende Teil des Feldes angenommen; dies ist jedoch nicht sinnvoll. Die Linie, an der die mittlere Geschwindigkeit Null ist, die also rückströmendes Fluid vom vorwärtsströmenden Fluid teilt

($\bar{u}$=0), ist die Linie $y_o(x)$, die jedoch, was sehr wichtig ist, keine Stromlinie darstellt (siehe Bild 3.1).

Eine weitere wichtige Linie ist die Verdrängungslinie (zur Definition siehe Kap. 3.3). Sie gibt an, um welchen Betrag $y=\delta_1$ eine reibungslose Ersatzströmung als ganzes durch Reibungseffekte quasi von der festen Wand abgedrängt wird. Obwohl keine Stromlinie, kommt ihr eine große Bedeutung zu. Sie repräsentiert im Rahmen des Grenzschichtkonzepts zusammen mit dem Konturverlauf der Wand diejenige Geometrie, längs derer sich die effektive Druckverteilung, z. B. für eine Grenzschichtrechnung, einstellt. Unter Berücksichtigung der Geometrie und des definierten Koordinatensystems gelten folgende Gleichungen für die modifizierte Verdrängungsdicke $\hat{\delta}_1(x)$, die damit eine kontinuierliche Kurve ist :

$$\hat{\delta}_1(x) = \delta_1(x) + H \qquad \text{für} \qquad x \leq 0 \qquad (3.2a)$$

$$\hat{\delta}_1(x) = \delta_1(x) + H^*(x) \qquad \text{für} \qquad 0 < x < L \qquad (3.2b)$$

$$\hat{\delta}_1(x) = \delta_1(x) \qquad \text{für} \qquad L \leq x \qquad (3.2c)$$

Die Gleichungen 3.2 gelten unter der Annahme kleinen Neigungswinkels der Kontur. Die für diese Verdrängungslinie bestimmte Druckverteilung an der Stelle $y=\delta_1$ ist dann die Wanddruckverteilung an dem Körper selbst, wenn Krümmungseffekte vernachlässigt werden.

3.3 INTEGRALWERTE DER STRÖMUNG

Strömungen in Wandnähe werden im allgemeinen durch die dort vorliegenden Profile der mittleren Geschwindigkeit gekennzeichnet. Beispiele für ein anliegendes und ein ablösendes Geschwindigkeitsprofil sind in Bild 3.2 (umseitig) dargestellt. Für die Einordnung der Profile im ebenen Fall ist die Neigung an der Wand $(du/dy)_w$ maßgeblich. Für anliegende Profile gilt

$$(du/dy)_w > 0 \quad ; \quad \tau_w > 0 \quad , \tag{3.3a}$$

für ablösende Profile ist

$$(du/dy)_w < 0 \quad ; \quad \tau_w < 0 \quad . \tag{3.3b}$$

Die jeweils erste Skizze (a) in Bild 3.2 zeigt das physikalische Profil. In den übrigen Skizzen werden dann Integralbegriffe der Strömung erläutert. Die zweite Skizze (b) verdeutlicht den Begriff der Verdrängungsdicke der Grenzschicht nach folgender Definition :

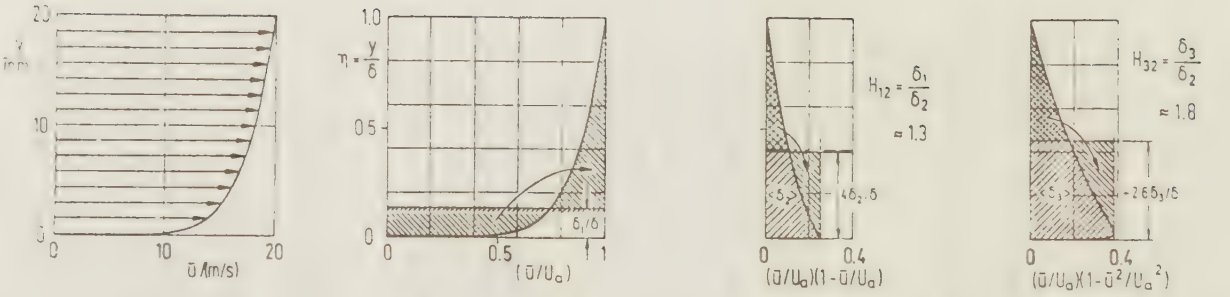
$$\delta_1/\delta = \int_0^1 (1-\bar{u}/u_a)\, d(y/\delta) \quad . \tag{3.4}$$

Diese Vorschrift kann im Sinne einer Umverteilung von Masse in den äußeren Bereich der Grenzschicht interpretiert werden (im Bild gekennzeichnet durch Pfeile). Der entstehende "quasi masselose" Bereich an der Wand versinnbildlicht den Begriff der Verdrängungsdicke. Bei abgeloster Grenzschicht erkennt man an der zweifachen Umschichtung von Masse (Bild 3.2.b unten) das enorme Anwachsen von δ_1 gegenüber anliegender Grenzschicht. An dieser Stelle sei die spezielle Schreibweise aller hier behandelten Integralgrößen erwähnt. Der Integrand ist in dimensionsloser Form aufgeschrieben. Der Quotient $\bar{u}/u_a$ durchläuft innerhalb des Geschwindigkeitsprofils bei anliegender Strömung den Wertebereich 0 bis 1. Damit variiert im Falle der Verdrängungsdicke der Integrand ebenfalls von 1 bis 0.

Die jeweils dritte Skizze (c) zeigt Impulsverlustdicken, die in folgender Weise beschrieben werden :

$$\delta_2/\delta = \int_0^1 \bar{u}/u_a(1-\bar{u}/u_a)\, d(y/\delta) \quad . \tag{3.5}$$

Der Maximalwert des Integranden bei positiver Geschwindigkeit beträgt genau 0,25 an der Stelle, an der der Quotient der Geschwindigkeit 1/2 beträgt. Auch hier kann man durch Aufzeichnen des Integranden und Integrieren bzw. Umverteilen zu einer Länge δ_2 kommen. Die Bedeutung in der Strömungsme-



(a) Kinematik (b) Verdrängungsdicke (c) Impulsverlustdicke (d) Energieverlustdicke

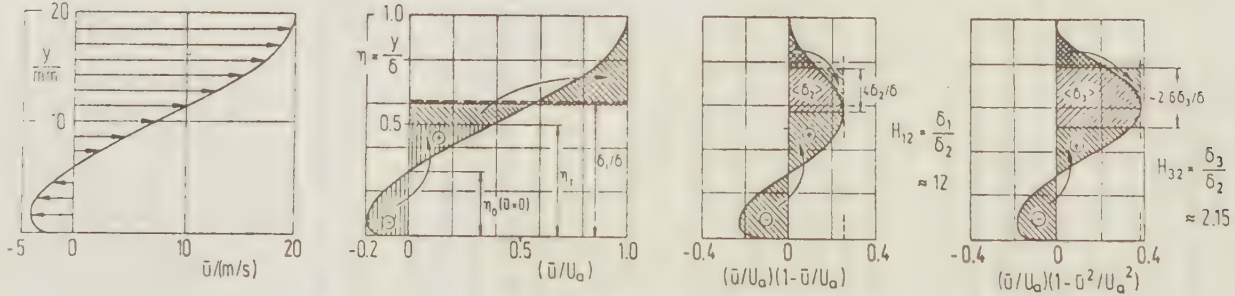


Bild 3.2 (oben) : Integralgrößen eines anliegenden Geschwindigkeitsprofiles
(unten) : Integralgrößen eines abgelösten Geschwindigkeitsprofiles

chanik wird ersichtlich daran, daß der Widerstand von Körpern durch den Wert der Impulsverlustdicke ausgedrückt werden kann; so ist zum Beispiel der Plattenwiderstand direkt proportional zur Impulsverlustdicke ($W \sim \delta_2$). Aus den beiden aufgezeichneten Fällen (c) wird deutlich, daß entsprechend der Definition Negativgeschwindigkeiten für ein erhebliches Absinken der Impulsverlustdicke sorgen. In der Skizze kommt dies durch negative Flächenanteile zum Ausdruck. Dieses jeweils unterschiedliche Verhalten von δ_1 und δ_2 bei Ablösung bzw. bei Ablösungsnähe kommt bei einem weiteren Integralwert der Strömung zur Geltung. Der Formparameter H_{12}, definiert als

$$H_{12} = \delta_1/\delta_2 \quad , \tag{3.6}$$

gibt tatsächlich Anhaltswerte für die Gestalt eines Geschwindigkeitsprofiles an. Für turbulente Profile z. B. nach dem 1/7 - Potenzgesetz ergibt der Formparameter Werte von $H_{12}=1{,}3$. Tendieren Geschwindigkeitsprofile zur Ablösung hin, zeigen δ_1 und δ_2, entsprechend den obigen Ausführungen, entgegengesetzte Tendenzen. Es kommt also zu einem überproportionalen Anwachsen des Formparameters. Nimmt man beispielsweise im Ablösepunkt ein Geschwindigkeitsprofil in Cosinus-Form an (entsprechend einem reinen Nachlaufprofil mit senkrechter Tangente), so ergibt sich ein Formparameter von $H_{12}=4$. Bei Rückstromprofilen allgemein ergeben sich Formparameter in der Größenordnung $H_{12}=3 \div 20$. Auf dieses typische Verhalten bei Ablösungsgefährdung wird in Kapitel 6.3 näher eingegangen.

In den beiden Skizzen (d) ist die Energieverlustdicke wiedergegeben. δ_3 ist folgendermaßen definiert:

$$\delta_3/\delta = \int_0^1 \bar{u}/u_a\,(1-(\bar{u}/u_a)^2)\; d(y/\delta) \quad . \tag{3.7}$$

Der Integrand wird maximal 0,385 bei $\bar{u}/u_a=0{,}58$. Vergleicht man die Definitionen von δ_2 und von δ_3, stellt man fest, daß beide ähnlich gebildet werden aus dem Produkt eines Zahlenwertes (zwischen 0 und 1 bei anliegender Strömung) und der Differenz zu 1 zu diesem Zahlenwert (bzw. dem Quadrat bei δ_3). Diese Ähnlichkeit kommt auch in der Darstellung

des Integranden zum Ausdruck. Sie werden sich demnach ähnlich verhalten. Eine Auswirkung hat dieses unmittelbar auf den zweiten wichtigen Formparameter

$$H_{32} = \delta_3/\delta_2 \quad . \tag{3.8}$$

Er variiert selbst bei starken Änderungen des Geschwindigkeitsprofils nur wenig. In turbulenten Grenzschichten hat der Formparameter den Wert $H_{32} \approx 1{,}8$. Weiteres zu den beiden Formparametern wird in Kap. 6.3 gesagt.

In der folgenden Tabelle 1 sind typische Werte für die in Bild 3.2 gezeigten Geschwindigkeitsprofile aufgelistet.

Zustand	δ_1/δ	y_o/δ	y_T/δ	δ_2/δ	δ_3/δ	H_{12}	H_{32}
anliegend 1/7-Pot.	0,123	--	--	0,097	0,174	1,3	1,8
abgelöst	0,61	0,30	0,51	0,051	0,11	12	2,15

Tabelle 1 : Typische Integralwerte für anliegende und abgelöste Geschwindigkeitsprofile

3.4 DRUCKVERTEILUNG

Die geometrische Anordnung, die hier untersucht wird (Kap. 1.2) , ist eine Plattenordnung mit einer Höhendifferenz zueinander. Ausgehend vom Grenzfall, daß die Differenz Null ist, kann festgestellt werden, daß die Druckverteilung $p(x)$, ausgedrückt als dimensionsloser Druckbeiwert

$$C_p(x) = \frac{p(x) - p_\infty}{(\rho/2) \cdot U_\infty^2} \quad , \tag{3.9}$$

konstant ist und der Druckbeiwert verschwindet. Alle Abweichungen von Null sind also von der Höhendifferenz induziert.

Die Änderungen von den Plattenwerten sind im Bereich des Übergangsstückes zwischen den beiden Platten am größten. Von dort aus werden sie sich zu beiden Seiten für $|x| >> H$ asymptotisch den Werten der Plattenströmung nähern. Das bedeutet im Falle des Druckes eine Näherung zum Umgebungswert hin.

Aus der Sicht des Fernfeldes wirkt eine vorspringende Stufe als Quelle, bei zurückspringender Kontur hat man Induktionsverhältnisse entsprechend einer Senkenströmung. Damit kann man Aussagen treffen bezüglich des asymptotischen Verhaltens der Druckverteilung für große x-Werte. Die Potentialtheorie liefert bei Quelle/Senke für den Druck

$$c_p \sim 1/x \qquad \text{für} \quad |x|/H >> 1 \; . \tag{3.10}$$

Geht man bei Experimenten von realistischen Meßgenauigkeiten von ca. 1,5 % des Staudruckes aus, kann man eine entsprechende auch in der Wirklichkeit zutreffende Aussage machen, die den Fernwirkungsbereich der Geometrie festlegt:

$$|c_p| \; > 0{,}015 \qquad \text{für} \quad -40 < x / H < 50 \; . \tag{3.11}$$

Der Fernwirkungsbereich ist unsymmetrisch anzusehen, da die stromabwärts vorliegenden relaxierenden, das heißt nicht im Gleichgewicht befindlichen Grenzschichten eine Rückkehr zu Plattenwerten auch des Druckes nach stromabwärts verschieben.

3.5 WANDSCHUBSPANNUNG

Die Wandschubspannung, ausgedrückt durch den dimensionslosen Beiwert

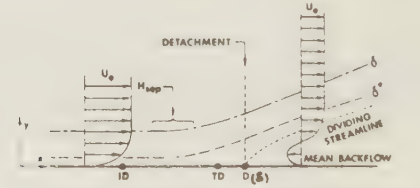
$$c_f(x) = \frac{\tau_w(x)}{(\rho/2)\, U_\infty^2} \; , \tag{3.12}$$

verhält sich in ihrer Grundlösung zunächst entsprechend einer turbulenten Plattengrenzschicht. In der Umgebung des Konturbereiches ist sie dann aber geprägt vom Quell- bzw.

Senkeneffekt. Im ersten Fall bewirkt der Konturabfall zunächst eine Beschleunigung der Strömung (Druckabfall) mit zunehmender Wandschubspannung; im Konturbereich selbst fällt sie dann jedoch stark ab. Bei vorspringenden Stufen ist der Abfall monoton bis zum Ablösepunkt.

Die negativen Schubspannungen im abgelösten Gebiet selbst sind von verhältnismäßig kleinem Betrag entsprechend den im allgemeinen kleinen Geschwindigkeiten in der Ablöseblase. Stromabwärts des Wiederanlegepunktes, wiederum ein Ort mit verschwindender Wandschubspannung, steigt τ_w stark an und strebt im Fernfeld das Verhalten der ebenen Plattenströmung an.

Bei der Bestimmung bzw. der Definition des Ablösepunktes muß sorgfältig vorgegangen werden. Ein Überblick über Bestimmungsmethoden wird von R. L. Simpson (1981) gegeben (siehe Bild 3.3) . Danach kann man in Strömungsrichtung hintereinander zunächst einen Punkt "beginnender Ablösung" (Bedingung : 1 % der Zeit herrscht intermittieren-



Definitions of two-dimensional turbulent detachment states. Distances not to scale. "Percent Instantaneous Backflow" means along a spanwise line at a given time, or percent of time at a point.

Bild 3.3 : Definition für Ablösezustände nach R. L. Simpson (1981)

de Rückströmung) lokalisieren; alsdann gibt es den Ort der "Übergangsablösung" TD mit 50 % des Zeitanteils Rückströmung. Der eigentliche Ablösepunkt, wie er auch in dieser Arbeit mit der Bezeichnung D oder S definiert ist, ist jedoch der Punkt mit im Mittel verschwindender Wandschubspannung

$$\overline{\tau_w}(S) = \int_t^{t+T} \tau_w(t) \cdot dt = 0 \quad . \qquad (3.13)$$

Die Punkte TD sowie D bzw. S ("separation") sind im allgemeinen verschieden, wenn auch nicht sehr weit voneinander entfernt. S ist definiert durch Gleichung 3.13, während TD aus der folgenden Integration resultiert:

$$\overline{\tau_w}(TD) = \int_t^{t+T} \tau_w(t) / |\tau_w(t)| \cdot dt = 0 \quad . \qquad (3.14)$$

Die Tatsache, daß für den Ablösepunkt der Punkt TD vor S erscheint, ist darauf zurückzuführen, daß die positiven Geschwindigkeitsbereiche betragsmäßig größere Wandschubspannungen aufbringen (siehe zwei Absätze vorher) und die Integration für τ_w einen positiven Wert liefert. Bei linearer Wandschubspannung sind S und TD identisch.

Für den Bereich des Wiederanlegens (Buchstabe R von "reattachment") lassen sich dieselben Überlegungen in umgekehrter Reihenfolge der Punkte anstellen. Hier ist jedoch mit noch größeren Schwankungsbeträgen der verschiedenen strömungsmechanischen Größen zu rechnen.

3.6 STROMLINIENBILD UND STRÖMUNGSFELD

Das vorliegende Strömungsfeld läßt sich in verschiedene Bereiche aufteilen. In senkrechter Richtung einerseits gibt es die reibungslose Außenströmung (Potentialströmung) und die wandnahen Reibungsschichten, die man andererseits wiederum in verschiedene Abschnitte bezüglich der Hauptströmungsrichtung unterteilen kann (siehe Bild 3.4) . Man unterscheidet die turbulenten Grenzschichten an der Wand vor der Ablösung bzw. hinter dem Wiederanlegepunkt, die freie turbulente Scherschicht zwischen Ablösepunkt und Wiederanlegepunkt und das durch die Trennstromlinie abgeschlossene Ablösegebiet, in dem als Besonderheit Rückströmung in Wandnähe auftritt.

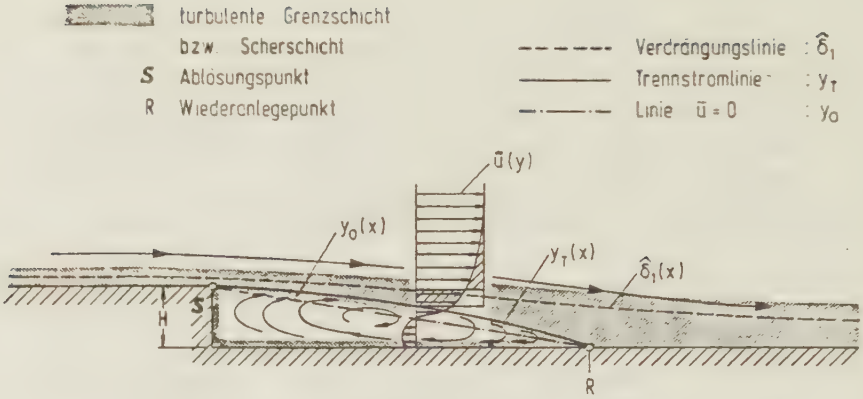


Bild 3.4 : Aufteilung des Strömungsfeldes in Bereiche

Die reibungslose Außenströmung verläuft so, als ob die Verdrängungslinie eine feste Wand wäre, und ergibt damit eine zu dieser Verdrängungslinie gehörige Druckverteilung $C_{pv}(x)$. Die reibungslose Außenströmung liefert somit eine feste Kopplung zwischen der Verdrängungslinie $\hat{\delta}_1(x)$ und der Druckverteilung $C_{pv}(x)$ auf der Verdrängungslinie (siehe Kap. 3.2) . Aufgrund dieser Druckverteilung entwickelt sich die ankommende Grenzschicht verschieden von der Plattengrenzschicht, ihr Verlauf läßt sich jedoch bei vorgegebener Druckverteilung mit üblichen Grenzschicht-Berechnungsverfahren ermitteln. Nach der Ablösung geht diese Grenzschicht in eine freie Scherschicht über, in der es zu einem turbulenten Impulsaustausch zwischen reibungsloser Außenströmung und Ablösungsgebiet kommt, und zwar bei sich änderndem Druck in Strömungsrichtung.

Infolge des starken Druckanstiegs am Ende des Ablösungsgebietes kommt es zu einer Aufspreizung der turbulenten Scherschicht und zu einer Aufteilung am Wiederanlegepunkt (siehe Bradshaw & Wong, 1972). Der Anteil der Scherschicht unterhalb der Trennstromlinie fließt in das Ablösegebiet zurück (Rückströmung). Der Anteil der Scherschicht oberhalb der Trennstromlinie bildet eine neue wiederanlegende Grenz-

schicht. Diese Grenzschicht zeigt jedoch zunächst starke Abweichungen von üblichen Grenzschichten, insbesondere bezüglich der Schubspannungsverteilungen. Erst weit stromabwärts (etwa x > 50 H) normalisiert sich die Grenzschicht. Man spricht wegen dieses langsamen Rückkehrens in das übliche Grenzschichtverhalten von "relaxierenden Grenzschichten". Sie lassen sich mit den bisher bekannten Berechnungsverfahren nicht ausreichend gut beschreiben (siehe Wauschkuhn & Vasanta Ram, 1975).

Eine direkte Konsequenz der Wirkung der Verdrängungslinie ist eine Reduzierung der effektiven geometrischen Höhe H für das strömungsmechanische Modell. Da sich die Druckverteilung - wie oben festgestellt - nach der Verdrängungslinie $\hat{\delta}$ richtet, gilt folgende Skizze:

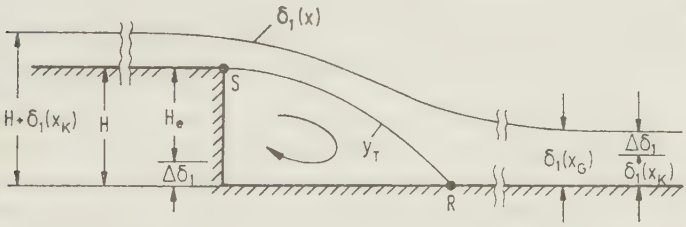


Bild 3.5 : Skizze zum Begriff der effektiven Stufenhöhe

Dabei sind x_K und x_G zwei geeignete Orte x vor bzw. nach der Konturierung. Ist die Strömung also im Bereich der Konturierung stark reibungsbehaftet (starkes Anwachsen von δ_1 und δ_2), ergibt sich auch ein zu berücksichtigender Wert $\Delta\delta_1/H$. Somit kommt nicht mehr die Geometrie mit H für das Druckfeld zum Tragen, sondern eine effektive Höhe H_e.

Die Turbulenzgrößen weisen sowohl hinsichtlich der Intensität als auch der Querverteilung erhebliche Unterschiede gegenüber der Gleichgewichtsgrenzschicht auf. Im Bereich der freien Scherschicht hat die ankommende Strömung den Charakter eines Freistrahlrandes (Nash, 1962). Der Impulsaustausch (siehe Skizze 3.6) äußert sich durch Anwachsen der mittleren

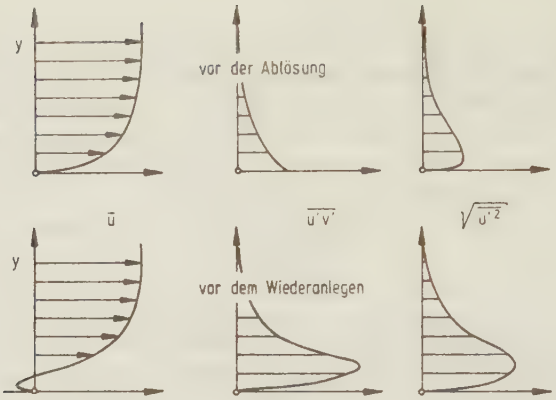


Bild 3.6 : Turbulenzprofile in anliegenden und ablösenden Strömungen

Schwankungsgeschwindigkeit $\sqrt{\overline{u'^2}}$ und der turbulenten Schubspannung $\varrho\overline{u'v'}$. Die jeweiligen Maxima dieser Größen liegen eng beieinander und etwas auswärts der Trennstromlinie (Tani, 1958; Mohsen, 1967; Wauschkuhn & Vasanta Ram, 1975).

Während die Dicke dieser freien Scherschicht kurz hinter dem Ablösepunkt noch scharf begrenzt ist, spreizt sie sich stromabwärts auf. Für die Grenzschicht stromabwärts des Wiederanlegepunktes bedeutet dies, daß die Maxima der Schwankungsgrößen auch hier nach Außen verschoben sind, wobei sich von unten her infolge des Wandeinflusses eine neue Wandschicht bildet (Bradshaw & Wong, 1972). Die Längskomponente der Schwankung $\sqrt{\overline{u'^2}}$ hat lokal Werte von mehr als 100 % der mittleren Geschwindigkeit.

In der Blase selbst, die ihre kinetische Energie durch den Impulsaustausch im Bereich der Trennstromlinie bezieht, treten maximale Rückstromgeschwindigkeiten von etwa 25 % der Anströmgeschwindigkeit auf. Hier ist zu beachten, daß es sich um ein Gebiet starker Drehung handelt; die $\bar{v}$-Komponente der Strömung liegt teilweise in der Größenordnung der $\bar{u}$-Komponente. Auf der Linie y_o, für die $\bar{u}=0$ gilt, ist

$$\bar{v}>0 \quad \text{für} \quad x \lesssim 0{,}5\, x_R \quad \text{und} \tag{3.15a}$$

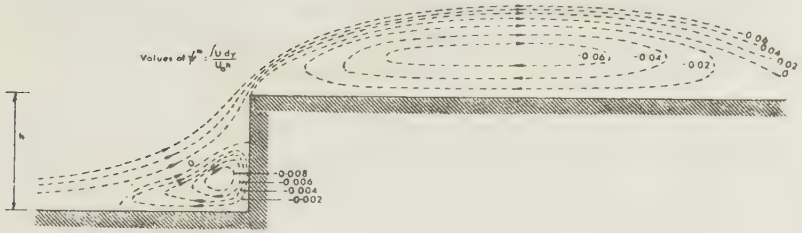
$$\bar{v}<0 \quad \text{für} \quad 0{,}5\, x_R \lesssim x \lesssim x_R \quad , \tag{3.15b}$$

was einem im Mittel kreisenden Volumenstrom in der Größenordnung

$$Q_{B1} \approx 0{,}1 \cdot bHU_\infty \qquad (3.16)$$

im Ablösungsgebiet entspricht.

Vorausgesetzt, daß die Geschwindigkeitsprofile in der Grenzschicht bekannt sind, besteht die Möglichkeit, Strom-



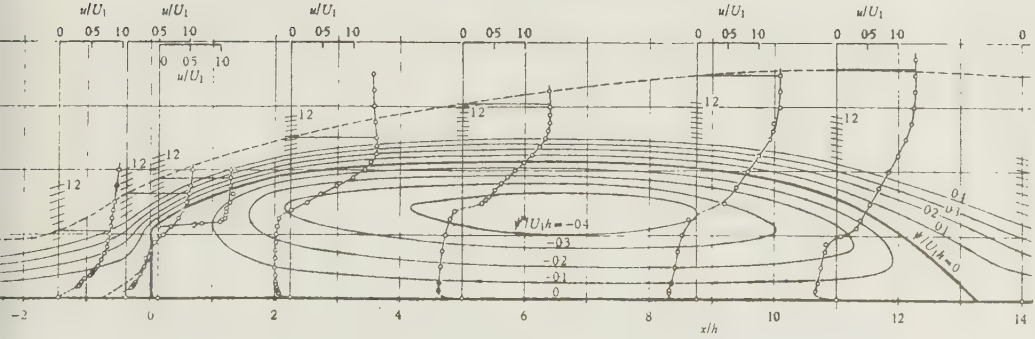


Bild 3.7 : Stromliniensysteme bei ablösender Strömung
(a) nach Moss & Baker (oben)
(b) nach Good & Joubert (unten)

linien zu zeichnen (Vorschrift dazu in Kap. 3.2) . Als Beispiel allgemeiner Art seien zwei Stromlinienbilder von Moss & Baker (1980, vorspringende Stufe) und Good & Joubert (1968, senkrechte Platte auf einer Wand) angeführt, die in den Bildern 3.7.a und b reproduziert sind. Die Bilder zeigen, daß es bei Ablösung zwei Klassen von Stromlinien gibt, nämlich geschlossene und unendlich lange Stromlinien. Die Stromlinie $\psi_T = 0$ bildet die Grenze zwischen beiden. Alle Stromlinien unterhalb der Trennstromlinie sind in sich geschlossen und haben einen negativen Wert bis auf die Wandstromlinie, deren Wert Null ist. Der negative Wert ist das Ergebnis der Rückstromgeschwindigkeit. Man sieht, daß der Volumenstrom in der Ablöseblase bei Stufenströmungen (Bildteil a) sehr klein ist ($|\psi^*| << 1$).

Die Trennstromlinie ψ_T hat als einzige Stromlinie zwei Berührungspunkte mit der Wand, nämlich Ablöse- und Wiederanlegepunkt. Oswatitsch (1958) gibt eine Formel an, mit der die Tangente (Winkel ϑ_T) der Trennstromlinie an der Wand ermittelt werden kann :

$$\tan \vartheta_T = -3 \cdot (d\,\tau_W/dx)/(dp_w/dx) = -3 \cdot \tau_{wx}/p_{wx} \; . \qquad (3.17)$$

Sind also Wandschubspannungsverteilung und Wanddruckverteilung bekannt, kann man die Neigung sowohl der Ablösestromlinie als auch der Wiederanlegestromlinie berechnen. Für den Ablösepunkt gilt

$$\tau_{wx} < 0 \quad ; \quad p_{wx} > 0 \quad ; \; (\Longrightarrow) \quad \vartheta_T > 0 \; . \qquad (3.18a)$$

Für den Wiederanlegepunkt gelten folgende Bedingungen :

$$\tau_{wx} > 0 \quad ; \quad p_{wx} > 0 \quad ; \; (\Longrightarrow) \quad \vartheta_T < 0 \; . \qquad (3.18b)$$

Der Wert der Elemente zueinander in den beiden Zahlentripeln (p_{wx}, τ_{wx}, ϑ_T) ist zwangsläufig festgelegt für den jeweils betrachteten Punkt. Während das Tripel für den Ablösepunkt den üblichen Grenzschichtbetrachtungen entspricht, ist das Wertetripel und davon besonders der Druckgradient für den Wiederanlegepunkt eigentlich untypisch und scheinbar der

Grenzschichttheorie widersprechend. Nichtsdestoweniger bestätigen alle bekannten Messungen - auch eigene - , daß am Wiederanlegepunkt der Druck ansteigt. Dieses Verhalten wird klar, wenn man die Grenzschichtgleichung (x-Impuls) für $y \approx 0$, mit $U = V = 0$ betrachtet. Die beiden übrigbleibenden Terme sind dann

$$(dp/dx) = \eta \cdot (\partial^2 \bar{u}/\partial x^2 + \partial^2 \bar{u}/\partial y^2)_w \quad . \tag{3.19}$$

Die Gradienten auf der rechten Seite sind hinter dem Wiederanlegepunkt positiv und somit liefert gerade die Grenzschichttheorie Druckanstieg. Aus der Oswatitsch-Formel kann fernerhin die Neigung der Null-Geschwindigkeitslinie y_o an der Wand (Winkel ϑ_o) bestimmt werden:

$$\vartheta_o = (2/3) \cdot \vartheta_T \quad . \tag{3.20}$$

4. KENNZAHLEN UND SYSTEMATIK ABGELÖSTER STRÖMUNGEN

Die Geometrie und Strömung an Plattenversetzungen ist durch verschiedene physikalische Größen festgelegt (siehe dazu Bild 3.1) ,als da sind die

Geometrie mit
- Stufenhöhe oder Versetzungsmaß : H ,
- Konturlänge : L ,
- Rücklage (evtl. fiktiv) : l ;

Strömungsmechanik mit
- Anströmgeschwindigkeit : U_∞
- Dichte : ϱ ,
- Viskosität : $\eta = \nu \cdot \varrho$.

Aus diesen sechs physikalischen Größen, die zusammen drei Grundeinheiten aufweisen, nämlich kg , m und s , lassen sich genau drei dimensionslose unabhängige Kennzahlen bilden :

$$Re_H = \frac{\varrho U_\infty H}{\eta} = \frac{U_\infty H}{\nu} \tag{4.1}$$

$$Re_l = \frac{\varrho U_\infty \cdot l}{\eta} = \frac{U_\infty \cdot l}{\nu} \tag{4.2}$$

$$L / H \quad \text{(für Stufen gilt } L/H=0 \text{)} \tag{4.3}$$

Die Definition dieser Kennzahlen ist zunächst willkürlich. Jedoch kann man, wenn man einen Satz dreier anderer Kennzahlen definiert, diese wiederum auf die oberen drei zurückführen.

Unter dem Gesichtspunkt, daß hier nur turbulente Ablösungen betrachtet werden, muß sichergestellt sein, daß die Reynoldszahl Re_l einen solchen Wert hat, daß der Umschlag laminar-turbulent (Index tr) bereits an der Stelle $x=0$ erfolgt ist. Für Plattenströmungen gilt :

$$Re_{tr} = x_{tr} U_\infty / \nu = 5 \cdot 10^5 \tag{4.4}$$

als Umschlagspunkt bzw. Umschlags-Reynoldszahl. Diese Ein-

schränkung bezüglich der minimalen Zahl Re_l muß bei zurückspringenden Anordnungen sogar strenger sein, da von der beschleunigten Strömung ein Relaminarisierungseffekt ausgeht. Es wird deshalb verlangt, daß an der Stelle $x=-10\cdot H$, wo der Einfluß der Kontur, ausgedrückt durch den Druckbeiwert C_p , ca. 5 % beträgt, bereits der Umschlag erfolgt sein muß. Als untere Grenze gilt dann :

$$l \geq x_{tr} + 10\cdot H \tag{4.5}$$

$$Re_l \geq Re_{tr} + 10\cdot Re_H \quad . \tag{4.6}$$

In dieser Betrachtungsweise spielt der Parameter L/H keine Rolle; bzw. es liegt hier die Ebene L/H=0 oder Re_L=0 vor. Die Relation (Gl. 4.6) ist in Bild 4.1 dargestellt.

Rechts dieser Grenzkurve liegt turbulente Ablösung vor, links ist der Bereich der laminaren Ablöseblasen. Im Bild ist ferner der Bereich der bisher von der Literatur abgedeckten und der eigenen Messungen umrandet dargestellt.

Der Parameter Re_l kann in zweifacher Hinsicht interpretiert bzw. angewendet werden. Liegt eine Konstruktionsaufgabe vor, gilt es, eine bestimmte Länge l zu ermitteln, um die die Konturierung von der Vorderkante nach hinten verlegt werden muß. Bei der Nachrechenaufgabe liegen die Grenzschichtgrößen bereits vor, mit deren Hilfe die Länge l nachträglich bestimmt werden kann. In beiden Fällen sind die physikalischen Größen anders, als wenn eine reine Plattenströmung ohne Konturierung vorliegt. Um nun aber einen einheitlichen Vergleichsmaßstab zu haben, muß immer von sogenannten fiktiven Plattenwerten ausgegangen werden. Das betrifft integrale Grenzschichtgrößen wie δ_1, δ_2 und H_{12} als auch die Anströmgeschwindigkeit U_∞ , die an der Stelle x=0 nicht mehr vorliegt, als auch die Länge l selbst, die nicht unbedingt der physikalischen Rücklage einer Anordnung entsprechen muß.

Bezeichnet man mit dem Index P die Integralgrößen der äquivalenten Plattenströmung, lassen sich in das Diagramm

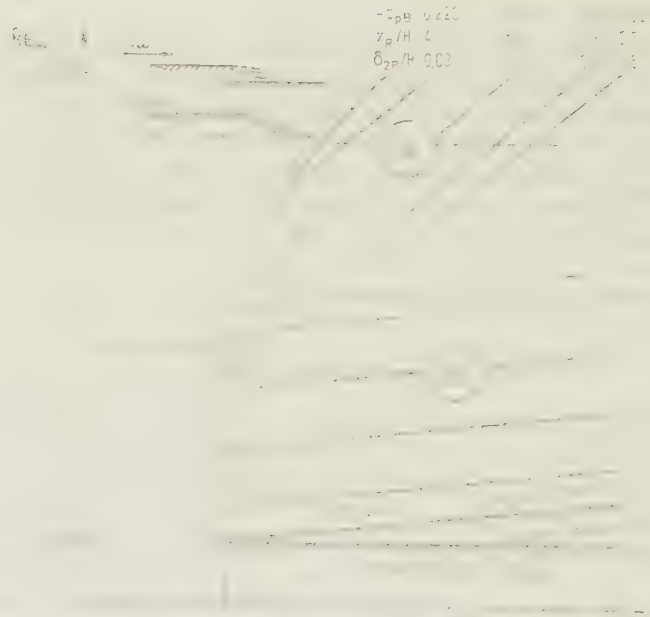


Bild 4.1 : Bereich der Kennzahlen Re_1 und Re_H
---- Begrenzung des bisher abgedeckten Meßbereiches, ○ Messung von Kap. 5

Kurvenscharen gleicher relativer Grenzschichtdicke δ_{2p}/H eintragen. Naherungsweise gilt dann die Formel (Schlichting 1980)

$$\delta_{2p}/H = 0{,}036 \;/\; Re_H \, Re_1^{0,8} = \text{konst} \quad , \qquad (4.7)$$

wenn man davon ausgeht, daß die Strömung von vornherein turbulent ist. Nennenswerte Abweichungen von dieser Annahme treten nur dann auf, wenn die Lange Re_1 gerade knapp den Umschlagspunkt Re_{tr} überschreitet.

Werden Plattenversetzungen als Oberflächenstörungen angesehen, kann man mit der fiktiven Schubspannungsgeschwindigkeit $u_{\tau p}$

$$u_{\tau P} = \sqrt{\tau_{wP}/\varrho} = U_\infty \sqrt{c_{fP}/2} \qquad (4.8)$$

an der Stelle x=0 einen weiteren dimensionslosen Parameter Re_τ einführen. Re_τ kann jedoch keine zusätzliche unabhängige Kennzahl sein, sondern ist, wenn auch nur mittelbar, eine aus den oben genannten Kennzahlen resultierende abgeleitete Zahl :

$$Re_\tau = \frac{u_{\tau P} \cdot H}{\nu} = Re_H \sqrt{c_{fP}/2} \; . \qquad (4.9)$$

Wiederum nach Schlichting ergeben sich bei turbulenter fiktiver Plattenströmung Linien konstanter Schubspannungs- Reynoldszahl:

$$Re_\tau = 0{,}17 \cdot Re_H \cdot Re_1^{-0{,}1} = \text{konst} \quad . \qquad (4.10)$$

Geht man in den Bereich kleiner Stufenhöhen Re_H über, kommt man in sehr wandnahe Bereiche der Grenzschicht. Der Bereich der laminaren Unterschicht, wo rein laminare Reibung auftritt, beginnt bei

$$\frac{u_{\tau P} \cdot H}{\nu} < 5 \quad . \qquad (4.11)$$

Die daraus resultierende Grenze

$$Re_H = 29{,}5 \cdot Re_1^{0{,}1} \qquad (4.12)$$

schränkt den Bereich der Stufenhöhe nach unten ein. Eine Einschränkung, die eng damit zusammenhängt, betrifft den Begriff "hydraulisch glatt". Die Qualifizierung "hydraulisch glatt" bedeutet, daß Oberflächenstörungen bis zu gewissen Grenzen k_s keinen Einfluß auf die Strömung haben. Diese Grenze liegt bei

$$\frac{U_\infty k_s}{\nu} = 100 \quad , \qquad (4.13)$$

was gleichbedeutend mit der Aussage ist, daß für

$$Re_H < 100 \qquad (4.14)$$

keine Änderung der Plattenströmung überhaupt auftritt und somit a priori diesem Bereich keine Bedeutung zukommt.

Die Beziehung der beiden Kurvenscharen δ_{2p}/H = konst und Re_τ = konst zueinander, die in Bild 4.1 dargestellt ist, läßt anscheinend eine Aufteilung des übriggebliebenen Gebietes (Re_1, Re_H) in zwei unabhängige Zonen zu, d. h. daß in einer Zone nur jeweils ein Parameter entscheidend ist.

Gilt $\delta_{2p} << H$, dann ist der Parameter δ_{2p}/H die einzige bestimmende Kennzahl (oberer Bildbereich, Kennzeichnung A). Die Grenze liegt etwa bei

$$\delta_{2p}/H < 0{,}5 \quad . \tag{4.15}$$

Ist $\delta_{2p} >> H$ verbleibt Re_τ als einzig bestimmende Kennzahl (unterer Bildbereich, Kennzeichnung B). Die Grenze ist anzusehen bei etwa

$$Re_\tau < 500 \quad . \tag{4.16}$$

Der Bereich, der dazwischenliegt, also wenn $\delta_{2p}/H > 0{,}5$ und gleichzeitig $Re_\tau > 500$ ist, scheint von beiden Parametern bestimmt zu sein. Das heißt, es liegt in dem Fall ein Zwei-Parameterproblem bereits durch die ankommende Grenzschicht vor.

Auf die unterschiedlichen Strömungen an Plattenversetzungen wird besonders in Kapitel 5 eingegangen.

5. DIE STRÖMUNG AN DER STUFE (FIXIERTER ABLÖSEPUNKT)

Liegen umströmte Körper mit unstetigen Oberflächen vor, kann man im allgemeinen damit rechnen, daß an den Unstetigkeitsstellen die Strömung ablöst. Beispiele dafür sind Konturknicke und Kontursprünge. Eine bevorzugte Konfiguration zur Untersuchung abgelöster Strömungen ist deshalb auch die zurückspringende und vorspringende Stufe. In diesen Fällen kann man damit rechnen, daß zumindest an den konvexen Ecken der Geometrie (=Stufenkante) Ablösung auftritt unabhängig von sonstigen strömungsmechanischen Parametern. Bei vorspringenden Stufen liegt im Vorfeld zusätzlich eine sekundäre druckinduzierte Ablösung vor.

Neben ingenieurtechnischen Aspekten hat solch eine Anordnung den Vorteil, daß man zumindest unter geometrischen Gesichtspunkten Möglichkeiten des Vergleiches mit anderen Arbeiten hat. In experimenteller Hinsicht liegt der Vorteil in der fixierten Lage des Ablösungspunktes und damit einhergehend im verhältnismäßig stabilen lokalen Zustand der Strömungsgrößen (z.B. Wiederanlegepunkt). Die Stufenhöhe H bzw. Re_H ist frei einstellbar, wodurch man in der Lage ist, Ablösedicken in y-Richtung von der Größe H zu haben; dieses ist wiederum experimentell bei Messungen von Geschwindigkeitsprofilen von Vorteil.

5.1 ÜBERSICHT ÜBER DAS SCHRIFTTUM

Die Existenz von Strömungen mit Ablöseblasen ist als solche schon verhältnismäßig lange bekannt. Eine erste grundsätzliche Beschreibung stammt von L. Prandtl (1924). In dieser Arbeit werden bereits Randbedingungen angegeben, unter denen Strömungsablösungen überhaupt auftreten können. Es sind dies gleichwertig Druckanstieg in Strömungsrichtung und Viskositätseffekte. Erst das Auftreten beider Bedingungen gleichzeitig kann zur Ablösung führen.

Ebenfalls sehr frühe Messungen an begrenzten geometrisch induzierten Ablösegebieten durch Oberflächenstörungen stammen von Wieghardt. Die Arbeit wurde im Jahre 1942 angefertigt, aber erst 1953 veröffentlicht. Bereits in dieser Arbeit, die eine erste qualitative Einordnung der Verhältnisse ermöglichte, erscheinen zentrale Begriffe wie die Aufteilung des Widerstandes in Formwiderstand (eigentlicher Begriff, der hier gemeint ist, ist Druckwiderstand) und Reibungswiderstand. Die Abschätzung des Druckwiderstandes eines auf einer Platte angebrachten Störkörpers (z.B. Leiste, Plattenstoß, Vertiefung) ergibt Werte, die geringer sind als diejenigen des Einzelelementes in freier Anströmung. Ein typischer Widerstandsbeiwert ist 80 % desjenigen des Einzelkörpers. Ursache für die Verminderung ist nach Ansicht des Autors die Einbettung des Körpers in eine Reibungsschicht und damit eine Veränderung der Staupunktslage. Bei der Lokalisierung des Gesamtwiderstandes auf der Platte selbst ergibt sich durch verringerten Reibungswiderstand unmittelbar hinter der Störung (Schub im Bereich der Rückströmung) eine nochmalige Reduzierung gegenüber dem reinen Druckwiderstand auf typisch 75 %.

Beide zitierten Arbeiten stammen aus dem Bereich der Aerodynamik wie auch der größte Teil der aktuellen Forschungsaktivitäten.

Mehrere Arbeiten beschäftigen sich mit Überschallströmungen (z.B. Nash, 1963; Roshko, 1966; Gaudet & Winter; 1973). Auch sind Untersuchungen an Stufen mit Wärme- und Stoffübertragung bekannt (Kottke, 1981; Inger, 1974). Honji (1974) behandelt die anfahrende Stufenströmung. Der Vollständigkeit halber seien hier noch einige Literaturstellen über plötzliche Erweiterungen angegeben: Chandrsuda (1975); Kim et al. (1978) und Armaly et al. (1980).

Das Interesse richtet sich heute hauptsächlich auf zwei Gruppen abgelöster Strömungen. Da sind zunächst grundlegende Untersuchungen im Sinne von Grundlagenforschung an scharfkantigen Geometrien, die einfach zu definieren sind. Vertreter dieser Geometrien sind vor- und zurückspringende Stufen

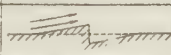
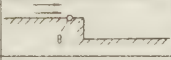
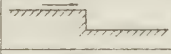
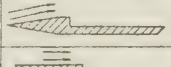
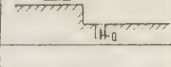
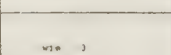
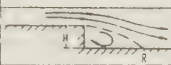
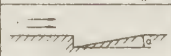
(step), querangeströmte Leisten (block) und querstehende Platten (bluff plate).

Die andere Gruppe betrifft sogenannte "weiche" Geometrien, d.h. kontinuierliche Konturen, bei denen eine Ablösung als Folge der Auslegung der Gesamtgeometrie auftreten kann. Das Gebiet dieser Geometrien ist entsprechend breit und wenig systematisch und vergleichbar. Das wird deutlich z.B. an Tragflügelgeometrien mit einer 3-fach unendlichen Parametervielfalt allein geometrischer Art; nämlich Dickenverteilung, Wölbungsverteilung und Anstellwinkel. Strömungen dieser Art werden in Kapitel 6 behandelt.

Obwohl über Strömungen an zurückspringenden Stufen inzwischen eine Vielzahl von Arbeiten vorliegen, sind die strömungsmechanischen Kenntnisse doch noch sehr lückenhaft. Dies liegt zum Teil daran, daß immer nur gewisse spezielle Parameterkombinationen eingestellt wurden oder die Bandbreite der Messungen oder Verfahren entsprechend klein gehalten werden mußte. Eine Zusammenfassung zugänglicher Messungen ist in Tabelle 2 vorgenommen. Neben den Autoren und der untersuchten Geometrie sind u.a. die Zustandsgrößen der ankommenden Grenzschicht, die entsprechenden Reynoldszahlen sowie Meßgrößen und Meßverfahren angegeben. Eine zusammenfassende Übersicht von Eaton & Johnston (1981) über Stufen und plötzliche Erweiterungen ist erst kürzlich im AIAA-Journal erschienen. Im folgenden soll auf einige spezielle Gesichtspunkte bei der Problematik der Stufenströmungen eingegangen werden.

Zunächst muß man feststellen, daß in der Tabelle nicht sämtliche Stufenarbeiten, abgesehen von den laminaren und stark kompressiblen Arbeiten, aufgeführt sind. Dies liegt daran, daß bei vielen Arbeiten Kanalströmungen mit plötzlicher Erweiterung als Meßobjekt herangezogen worden sind (Grenze für diese Zusammenstellung ER $\approx$ 1,2). Damit kommt ein zusätzlicher Parameter mit ins Spiel, der z.B. bei Druckverteilungsmessungen (Basisdruck) nicht separiert werden kann. Dadurch wird die Herkunft der Effekte bei Parametervariation undurchsichtig.

Tabelle 2 : Zusammenstellung von Messungen an zurückspringenden Stufen

Lfd.Nr	Autor	Geometrie	U_∞ m/s	H mm	δ_0 mm	Re_H	Re_τ	X_R/H	Meßgrößen	Meßverfahren	Bemerkungen
1	Wieghardt		25	2;5; 9;11; 13;15	32 67	$0,4\cdot10^4$ ÷ $2,6\cdot10^4$	$2,8\cdot10^6$ ÷ $7,2\cdot10^6$		Widerstand	nur Druckmessungen	die Stufe wird durch zwei Rampen erzeugt. Steigung je nach H: 15:1 ÷ 20:1
2	Tani		28	5;10 20;40 60;(20	17 (30)	$0,2\cdot10^4$ ÷ $11\cdot10^4$	$1,5\cdot10^6$ ÷ $(3\cdot10^6)$	.7	$u(x,y)$, $P_w(x)$, $\overline{u'v'}(x,y)$	Hitzdraht	B ist einheitlicher Bezugspunkt für alle Stufen (-0,5 ÷ -6 B)
3	Abbott, Kline		0.3	10	5	$0.3\cdot10^4$	$0.3\cdot10^5$	6	u, $\overline{u'^2}$, P_w	Heißfilm Sichtbarmachung	offener Wasserkanal, Erweiterung 1,1 Stolpardraht für turbulente Grenzschichten
4	Müller,... Müller,...		30	6 13 19	7	$1,2\cdot10^4$ ÷ $3,6\cdot10^4$		6,9	$u(x,y)$, $\tau_w(x)$, $P_w(x)$, $\overline{u'v'}(x,y)$	Hitzdraht	zweidimensionales Rauhigkeitselement (Längenverhältnis max. 4:1)
5	Nash, Quincey, Callinen		70÷ 300	8	4÷ 1	$4,1\cdot10^4$ ÷ $17\cdot10^4$	$8\cdot10^5$ ÷ $3,3\cdot10^6$	5÷ 8	$P_w(x)$	nur konventionell	Ma = 0,2 ÷ 0,8 der Vorderkörper hat ein Längenverhältnis L:H = 10:1
6	Arnold		25	30	22	$4,7\cdot10^4$	$1,7\cdot10^6$	5,6	$u(x,y)$, $P_w(x)$	nur konventionell	Anordnung mit Schlitzabsaugung (Q = 0 ist enthalten)
7	Moheen	wie 2	52 85 113	13 25 38	50	$4\cdot10^4$ ÷ $27\cdot10^4$	$1,1\cdot10^7$ ÷ $3\cdot10^7$	~5	$u(x,y)$, $P_w(x)$, $\overline{u'^2}(x,y)$	Hitzdraht	B ist einheitlicher Bezugspunkt für alle Stufen (-0,7 ÷ -2 H)
8	Bradshaw, Wong	wie 3	25	25	5	$4\cdot10^4$	$2,5\cdot10^5$	6	u, τ_w, P_w	meist konventionell, sonst Hitzdraht	evtl. laminare Ablösungsgrenzschicht Kanalerweiterung = 1,25
9	Gaudet, Winter	wie 3	U_∞/ν= $1\cdot10^6$ $2\cdot10^6$ $3\cdot10^6$ 1/m	1,3 2,5 3,8	140	$0,3\cdot10^4$ ÷ $5\cdot10^4$	$1\cdot10^7$ ÷ $3\cdot10^8$		Widerstand	nur Druckmessungen	Zahlenangaben in dieser Tabelle wurden aus Kurven nachgerechnet
10	Narayanan	wie 3	31	3÷50	~10	$0,6\cdot10^4$ ÷ $10\cdot10^4$	$8\cdot10^5$	5,3-6,2	P_w	Sichtbarmachung	Kompensation der gemessenen Druckverteilungen durch Blockage
11	Vasanta Ram, Kausshunn		40 37 40	10 20 0,1÷10	16 30 12	$2,6\cdot10^4$ $4,7\cdot10^4$ ÷ 300	$2\cdot10^6$ $4\cdot10^6$ $1,5\cdot10^6$	6,0 5,1	$u(x,y)$, $\tau_w(x)$, $P_w(x)$, $\overline{u'v'}(x,y)$, $\overline{u'^2}(x,y)$, $\overline{v'^2}(x,y)$	τ_w mit Wandschubspannungselement, dynam. Größen mit dem Hitzdraht	keine Messungen im Ablösegebiet
12	Le Balleur, Mirande		50	8 32	14	$2,6\cdot10^4$ ÷ $10\cdot10^4$	$2,3\cdot10^6$	6,5 für $\beta=-0.6^{(a)}$	$u(x,y)$, $P_w(x)$	nur konventionell	Kanal mit verstellbarer Anlegeplatte (Winkel $\alpha \neq 0$)
13	Etheridge, Kemp		0,28	13,5	30	$0,4\cdot10^4$	$2,8\cdot10^5$	4,9	u, $\overline{u'^2}$, $\overline{u'v'}$	LDV	offener Wasserkanal Erweiterung 1,07
14	Moss, Baker	wie 11	10	76	60	$5\cdot10^4$	$1,8\cdot10^4$	5,3	u, $\overline{u'^2}$, $\overline{u'v'}$, ... P_w	Hitzdraht, auch gepulst Sichtbarmachung	umfangreiche Messungen der Reynoldsschen Spannungen
15	Chandrsuda, Bradshaw	wie 3	31,5	51	~2	10^5	$1,1\cdot10^5$	5,8	P_w, $\bar{u}$, $\overline{u'^2}$, $\overline{u'v'}$ Tripel-Korrelationen	Hitzdraht, konventionelle Technik	laminare Ablösung
16	Kottke	wie 5	0,2 ÷30	0÷ 700	20	bis $1,5\cdot10^5$	bis $1,5\cdot10^6$	5 ...	P_w, $\bar{u}$	chemisches Verfahren	Wärme- Stoffübertragung, keine Messungen im Ablösegebiet
17	diese Arbeit	wie 11	41	20	20	$5\cdot10^4$	$3\cdot10^5$	5,1	$u(x,y)$, τ_w, P_w	LDV	Messungen im abgelösten Gebiet

Die nächste bekannte Arbeit experimenteller Art nach Wieghardt stammt von Tani (1958). Im Gegensatz zu Wieghardt, der globale bzw. integrale Größen gemessen hat, ist Tani einer der ersten gewesen, der sich der Hitzdrahttechnik bediente und damit wesentliche Eigenschaften von abgelösten Strömungen nachweisen konnte, die mit konventioneller Technik nicht beweisbar waren. Diese turbulenten Schwankungsgrößen sind charakteristisch und bestimmend insbesondere für ablösende Strömungen. Die Ermittlung dieser Größen ist seither zentraler Punkt aller Meßarbeiten. Obwohl die Hitzdrahttechnik, aufgrund derer die Erforschung der abgelösten Strömungen seit Beginn der 60er Jahre forciert worden ist, erstmals Einblick verschaffte, ist auch sie nicht in der Lage, die Turbulenz vollständig und korrekt zu vermessen. Zwei wesentliche Nachteile lassen sich nicht beheben. Da ist einerseits die Richtungsempfindlichkeit, die in der Ablöseblase bei Vor- und Rückströmung zur Auswirkung kommt und vom Hitzdraht nicht aufgelöst werden kann. Damit zusammen hängt auch das Problem der Messung im Bereich der Linie $\bar{U}=0$; dort täuscht das Hitzdrahtsignal ein durch Turbulenz hervorgerufenes mittleres Signal (offset) vor, das nicht mehr bzgl. Turbulenz und Mittelwert interpretiert werden kann. Andererseits beeinflußt die Hitzdrahtsonde durch ihre Anwesenheit in der Ablöseblase die Strömung selbst in der Weise, daß diese sogenannte Interferenz in Teilgebieten völlig unzutreffende Meßergebnisse hervorruft. Die Hitzdrahtmeßtechniker sind sich zwar dieser Tatsachen bewußt, jedoch ist eine Korrektur oder Kompensation neben dem zusätzlichen Aufwand nie völlig eindeutig möglich. Eine Verbesserung ist durch Anwendung der gepulsten Hitzdrahttechnik möglich (Moss & Baker), sowie durch den "flying hot-wire" (Coles & Wadcock, 1978).

Seit Mitte der 70er Jahre wird zunehmend eine weitere Methode, das Laser-Doppler-Velocimeter (LDV) angewendet. LDV ist eine optische Methode, somit gibt es keine Beeinflussung der Strömung. Außerdem ist sie richtungsempfindlich. Diese Methode, die sehr zuverlässige Ergebnisse gibt, wurde in den Arbeiten von Grant (1975), Etheridge & Kemp (1978), Armaly et al. (1980), und für diese Arbeit angewendet. Der Nachteil

ist in der Beschränkung auf die Konstruktion des Strömungsapparates zu sehen, der im Hinblick auf die optischen Anforderungen der Methode ausgebildet werden muß (optische Durchstrahlbarkeit, konvexe Konturen).

Bei der Einordnung der einzelnen Arbeiten, die in der Tabelle aufgelistet sind, fällt auf, daß es schwierig ist, übergeordnete Gesichtspunkte der Parametervariation festzustellen. Darüber hinaus werden bei kaum einer Arbeit ortsinvariante Zustandsgrößen angegeben, die der Strömung zugrunde liegen. Das kommt z.B. bei der Bildung des Druckbeiwertes C_p zum Ausdruck, bei dem die Druckdifferenz und die Bezugsgeschwindigkeit an einem willkürlichen Punkt kurz vor der Stufe (z.B. Tani: x_B=-3cm) für alle Stufenhöhen H gebildet wird. Der Versuch, trotzdem eine Einordnung anhand der übrigen angegebenen Daten der Arbeiten unter bestimmten pragmatischen Gesichtspunkten durchzuführen, ist - entsprechend Kap. 4 - in der Tabelle in der Spalte für Re_1 dokumentiert; in Kapiteln 5.2.4 und 5.4 werden weitere abgeleitete Daten mit einer in dieser Arbeit aufgestellten Theorie verglichen.

Man kann die Stufenarbeiten generell in zwei Kategorien einteilen: Bei verschiedenen Arbeiten liegt der Schwerpunkt auf der meßtechnischen Ermittlung hauptsächlich der Turbulenzgrößen, deren Kenntnis für die Entwicklung von Turbulenzmodellen und Rechenverfahren wichtig ist. Solche Arbeiten sind z.B. diejenigen von Moss & Baker (1980), die verschiedene stufenartige Geometrien ausführlich im Windkanal meßtechnisch erfaßt haben (umfangreiche Profile der mittleren und Schwankungsgrößen). Ähnlich intensive Messungen im Wasserkanal liegen von Etheridge & Kemp (1978) vor.

Ähnlichkeitsuntersuchungen bezüglich der Druckverteilung liegen von LeBalleur & Mirande (1975) vor, die als Normierungsgrößen für den Druckbeiwert C_p den Druck im Wiederanlegepunkt und im Ablösungspunkt verwendet haben. Versuche ähnlicher Art sind auch an Ablösungsprofilen mit der maximalen Rückströmgeschwindigkeit beschrieben worden. Die Notwendigkeit der Korrekturen von Kanalmessungen mit kleinen Erweiterungen haben Narayanan et al. (1974) nachgewiesen.

Selbst kleine Versperrungsbeträge (blockage) haben Einfluß auf Druckverteilung und Wiederanlegelänge. Sie schlagen Kompensationseinbauten in die Meßstrecke vor.

Gaudet & Winter (1973) geben empirische Gleichungen für den modifizierten Basisdruck in einem großen Bereich einer von ihnen definierten Schubspannungs-Reynoldszahl an (Kap. 5.4) . Eine Klassifizierung der Strömungen bei unterschiedlich starker Störung durch Ablösung nehmen Bradshaw & Wong (1972) vor. Diese Zuordnung zu einem mehr oder weniger großen Störparameter ergibt gleichzeitig das Maß für die Auswirkung auf das Gesamtströmungsfeld, insbesondere dasjenige stromabwärts der Störung. Betrachtungen in derselben Richtung werden von Wauschkuhn & Vasanta Ram angestellt. Sie zeigen, auf welchen Fernbereich sich Ablösungen in Bezug auf die mittlere Geschwindigkeit, Schwankungsgeschwindigkeit und turbulente Schubspannung auswirken. Insbesondere werden Relaxationserscheinungen der mittleren Geschwindigkeit bezüglich des logarithmischen Wandgesetzes betrachtet.

Sonderfälle der Ablösung werden von Arnold (1967) und Kottke (1981) behandelt. Arnold untersucht Effekte bei unterschiedlich starkem Absaugen in der unteren Stufenecke bei zurückspringenden Stufen. Kottke wendet eine chemische Methode der Stoffübertragung zur Bestimmung des Wiederanlegepunktes und der Intensität der Schwankungsgrößen in Wandnähe an.

Weitere Gesichtspunkte und Interpretationen der vorliegenden Literaturstellen werden in den folgenden Teilen dieses Kapitels 5 angesprochen.

5.2 DIE STRÖMUNG AN DER ZURÜCKSPRINGENDEN STUFE BEI KLEINEN GRENZSCHICHTDICKEN

Ausführliche Messungen an zurückspringenden Stufen sind bereits bekannt. Die Schwierigkeiten, sie richtig einordnen zu können, z.B. entsprechend den in Kap. 4 aufgestellten Be-

ziehungen, sind in Kap. 5.1 dargelegt worden. Ausdrücklich erwähnt seien hier noch einmal die Messungen von Wauschkuhn & Vasanta Ram (1975). Die nun hier zu beschreibenden Ergebnisse betreffen weitere und weitergehende Untersuchungen für Stufen bei großer Stufenhöhe bzw. kleiner Grenzschichtdicke. Der Ausdruck kleine Grenzschichtdicke ($\delta_{1,0}/H < 0{,}5$) ordnet sich nicht nach dem numerischen Wert, sondern allein nach strömungsmechanischen Gesichtspunkten.

5.2.1 EXPERIMENTELLER AUFBAU

Es wurde beispielhaft die Strömung an einer zurückspringenden Stufe entsprechend der Skizze 5.1 vermessen. Der Aufbau war ähnlich dem der Arbeit von Wauschkuhn & Vasanta Ram (1975). Das Spannweiten/Höhenverhältnis betrug 20; der Vorflügel diente zur Einstellung der zuströmenden Grenzschicht. Die metallenen Seitenscheiben verhinderten dreidimensionale Effekte und waren im Stufenbereich teilweise durch Acrylglasfenster ersetzt, um optische Durchstrahlmöglichkeit für berührungsfreie Meßmethoden zu haben. Die Ver-

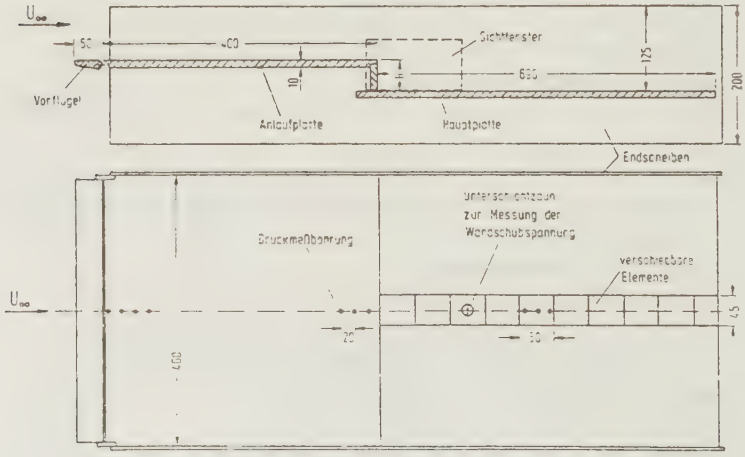


Bild 5.1 : Der experimentelle Aufbau : die geometrische Konstruktion

suche wurden am offenen 0,5m-Windkanal Göttinger Bauart des Instituts für Thermo- und Fluiddynamik der Ruhruniversität Bochum durchgeführt.

In der vorher erwähnten Arbeit wurden die Meßergebnisse mit einem Hitzdraht-System erzielt. Für diese Untersuchungen stand nunmehr zusätzlich ein Laser-Doppler-Velocimeter (LDV) zur Verfügung. Auf eine prinzipielle Beschreibung dieser inzwischen weit verbreiteten Meßtechnik wird an dieser Stelle verzichtet und auf die umfangreiche Literatur verwiesen, z.B. Durst et al. (1976), Thompson (1979), sowie die einschlägigen DISA-Informationen und TSI-Quarterly.

Die Meßeinrichtung bestand aus einem einkanaligen LDV-System mit dem Counter-Modell 55L96 sowie zugehöriger Optik (Bild 5.2). Als Lichtquelle diente ein 25 mW He-Ne-Laser (λ=633 nm). Es wurde das Zweistrahlverfahren (Dual Beam Mode) in Vorwärtsstreuung mit optischer Frequenzverschiebung eines Strahles eingesetzt. Damit ergaben sich Streifenabstände im Meßvolumen $d_f = 6 \div 8$ µm. Die aus Gründen der Inten-

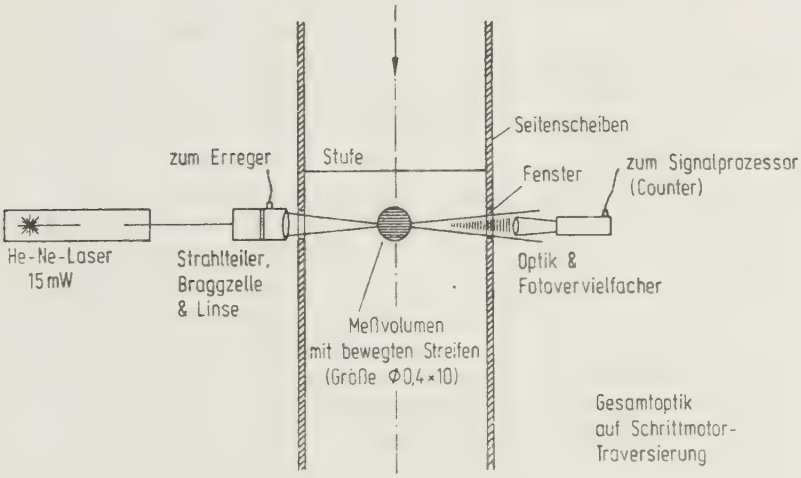


Bild 5.2 : Der experimentelle Aufbau :
das Laser-Doppler-System

sität benutzte Vorwärtsstreuung bedingte eine starre Verbindung von Sende- und Empfangsoptik (Fotovervielfacher) mittels eines Galgens quer über die Meßstrecke hinweg. Die gesamte Optik war auf einem 3-achsigen Schlitten mit Schrittmotorantrieb montiert, der Verschiebungen mit einer Auflösung von 1/100 mm gestattete.

Der im Windkanal zirkulierenden Luft wurden Streupartikel zugegeben, die mit Hilfe eines Atomiseurs aus einer Mischung von Lebensmittelölen erzeugt wurden. Ein nachgeschalteter Zyklon schied große Tropfen aus. Der Teilchengenerator wurde entsprechend den erzeugten elektronischen Signalen optimal eingestellt; eine Kontrolle über das Spektrum der erzeugten Tröpfchendurchmesser war jedoch nicht möglich.

Eine große Bedeutung bei Grenzschichtmessungen hat die Einstellung des Wandabstandes bzw. eines Referenzpunktes innerhalb des auszumessenden Grenzschichtprofiles. Häufig wird nach dem Signalverlust-Verfahren gearbeitet, d.h. es erfolgt solange eine Verschiebung in Richtung Wand bis das Meßsignal verschwindet. Oder es wird "blind" gemessen, und bei der Auswertung erfolgt eine Anpassung an eine Linie, von der man glaubt, daß sie die Wand ist. Diese Verfahren schienen nicht hinreichend vertrauenswürdig zu sein. Es wurde deshalb eine unkomplizierte Methode für zugängliche Meßstrecken sowie ebene oder konvexe Oberflächen entwickelt. Ein glatter Metallblock (siehe Konstruktions-Zeichnung 5.3) wird mit unterschiedlich großen Bohrungen versehen, die nebeneinanderliegend einen genau bemessenen Abstand von einer Seitenkante haben. Mit der Traversiereinrichtung wird nunmehr so positioniert, daß der durch den aufgestellten Block fallende La-

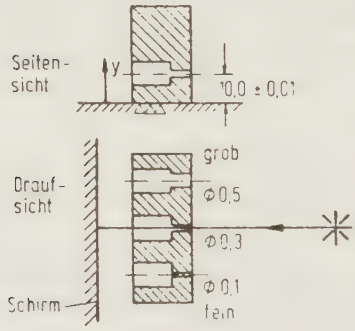


Bild 5.3 : Element zur Messung des Wandabstandes

serstrahl mit maximaler Intensität auf den dahinter stehenden Schirm fällt. Dies wird fortlaufend bis zum feinsten Durchmesser durchgeführt. Die erzielbare Genauigkeit, bezogen auf die Mitte des Laserstrahles, ist mindestens 5/100 mm. Diese Methode ist die bisher genaueste und hat sich vorzüglich bewährt.

Während die Validierung der einzelnen Partikel dem Counter zukam, wurde dessen digitales Ausgangssignal von einem Rechner PDP 11/03 weiterverarbeitet. Dessen Kernspeicher von 56 kB und Plattenspeicher von 0,5 MB ermöglichte die serienweise Auswertung von Ensembles mit maximal 9000 Ereignissen, so daß statistisch zuverlässige Aussagen möglich sind.

Die zur Anwendung kommende Software berechnete die individuellen Werte und gemittelte Werte wie mittlere Geschwindigkeit, mittlere Schwankungsgeschwindigkeit (=Streuung) und berücksichtigte Verweildauereffekte. Außerdem konnte die Häufigkeitsverteilung der Einzelmessungen grafisch dargestellt werden. Anhand dieser Histogramme konnten fehlerhafte Messungen unmittelbar erkannt und aussortiert werden.

5.2.2 EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE

Es wurde zunächst eine Messung bzw. Berechnung eines Gesamtströmungsfeldes an einer zurückspringenden Stufe vorgenommen. Um eine größere Spannweite des Fernfeldes zu erzielen, wurde eine kleinere Stufenhöhe von H = 10 mm , entsprechend $Re_H = 2{,}6 \cdot 10^4$ gewählt. Die Ergebnisse werden in Bild 5.4 vorgestellt. Es sind Druckverteilung, Wandschubspannung - gemessen mit dem Unterschichtzaun -, sowie integrale Größen der Grenzschicht - gemessen mit dem Hitzdrahtanemometer - dargestellt. In allen Kurven sind die fiktiven Verläufe bei Strömung ohne Konturänderung zusätzlich mit eingetragen. Außerdem ist dazu jeweils eine dritte Kurve eingetragen, die sich aus einer Verlängerung der Vorplatte ergäbe, wenn die

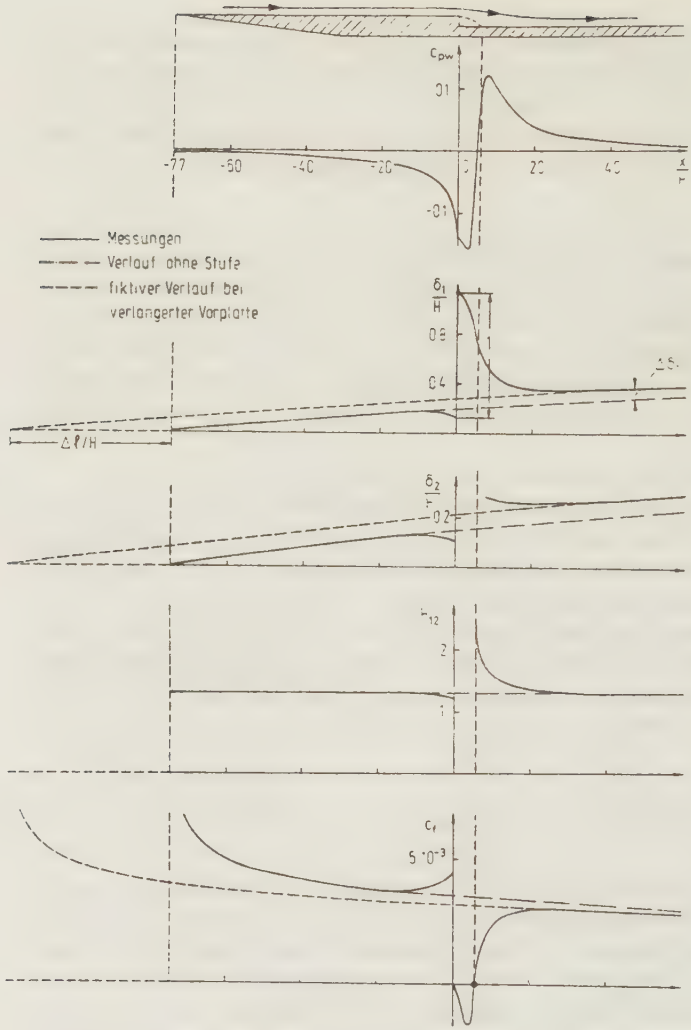


Bild 5.4 : Wanddruck und Grenzschichtgrößen für das Gesamt-Strömungsfeld an der zurückspringenden Stufe.
Beispiel: $Re_1 = 2 \cdot 10^6$, $Re_H = 2{,}6 \cdot 10^4$
(a) Wanddruck , (b) Verdrängungsdicke
(c) Impulsverlustdicke , (d) Formparam.
(e) Wandschubspannung

Größe $\Delta\delta_1$, das ist der durch Stufeneffekte bedingte erhöhte Wert der Verdrängungsdicke δ_1 (x>>H) weit stromabwärts, auf eine geometrische Länge Δl des Plattensystems umgelegt würde. Näheres dazu wird in Kap. 5.2.4 mitgeteilt.

Die Messungen im abgelösten Gebiet selbst wurden bei einer höheren Reynoldszahl Re_H durchgeführt, um eine bessere geometrische Auflösung zu erzielen. Hier wurde dann auch das LDV-Verfahren zur Anwendung gebracht. Die Richtungsempfindlichkeit bezüglich Vorwärts-/Rückwärtsströmen wurde durch Einschaltung einer optischen Frequenzverschiebung (Bragg-Zelle) in die Meßkette erreicht. Dieses Verfahren -LDV + Bragg-Zelle - ist die einzige Methode, Rückströmungsgebiete zuverlässig zu vermessen. Hitzdrahttechnik und konventionelle Sondentechnik vermögen dieses nicht.

Die Integralwerte gemessener Geschwindigkeitsprofile sind im Anhang (Tabelle 4,a) aufgelistet. In Bild 5.5 sind die Profile der mittleren Geschwindigkeiten dargestellt. Neben sieben abgelösten Profilen ist auch je ein Profil an der Stufenkante und ein solches nach dem Wiederanlegen aufgeführt. Die mittlere Vertikalgeschwindigkeit $\bar{v}$ (unterer Bildteil) wurde aus der Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0 \qquad (5.1)$$

ermittelt. Aus mehreren hintereinander liegenden Geschwindigkeitsprofilen in x-Richtung ($\bar{u}$-Komponente) kann man mit der Umstellung

$$\bar{v}(x_c,y) = -\int_0^y (d\bar{u}/dx)_c\, dy \qquad (5.2)$$

die $\bar{v}$-Komponente an der Stelle $x=x_c$ bestimmen mit der Bedingung, daß kein Ausblasen oder Absaugen stattfindet.

Durch einfache Integration eines einzelnen $\bar{u}$-Geschwindigkeitsprofiles gemäß der Beziehung

$$\psi = \int_0^y (\bar{u}\cdot dy)_{x=konst} \qquad (5.3)$$

kann man Stromfunktionswerte gewinnen. Wird diese Prozedur

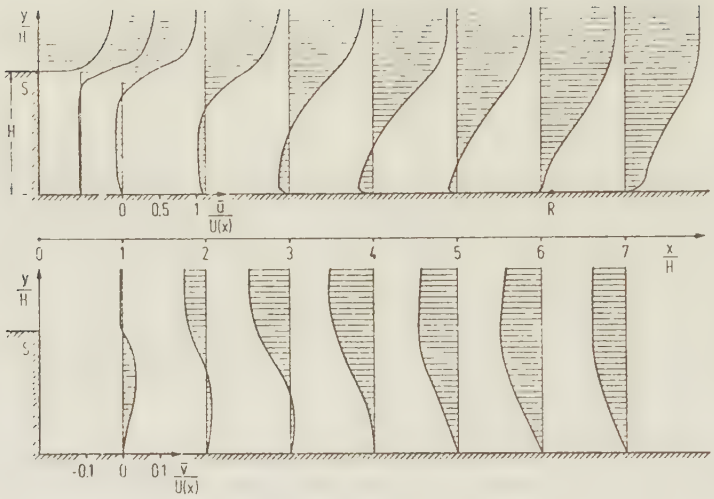


Bild 5.5 : Profile der mittleren Geschwindigkeitskomponenten $\bar{u}$ und $\bar{v}$, $Re_1 = 1{,}8 \cdot 10^6$, $Re_H = 5{,}5 \cdot 10^4$

für eine Anzahl von Profilen durchgeführt und werden sodann Punkte (x,y) gleichen Stromfunktionswertes aufgezeichnet und untereinander verbunden, erhält man ein komplettes Stromlinienbild, wie es in Bild 5.6 für die im vorigen Bild aufgezeichneten $\bar{u}$-Profile ermittelt worden ist. Man beachte die unterschiedlichen Maßstäbe der x-y-Ebene. Der Zahlenwert der Stromfunktion ist gleichzeitig eine Aussage über den sich unterhalb der Stromlinie befindenden Volumenstrom. Zur Verdeutlichung der Größenordnung der dimensionslosen Stromfunktionswerte ψ^* sei erwähnt, daß für ein homogenes Feld der Schichtdicke H bei der Geschwindigkeit U_∞ der Wert $\psi^*=1$ vorläge.

Mit eingezeichnet ist die Verdrängungslinie $\hat{\delta}_A(x)$. Im hinteren Bereich der Ablöseblase sind die Stromlinien mehr zur Wand hin geneigt als die Verdrängungslinie. Es kreuzen

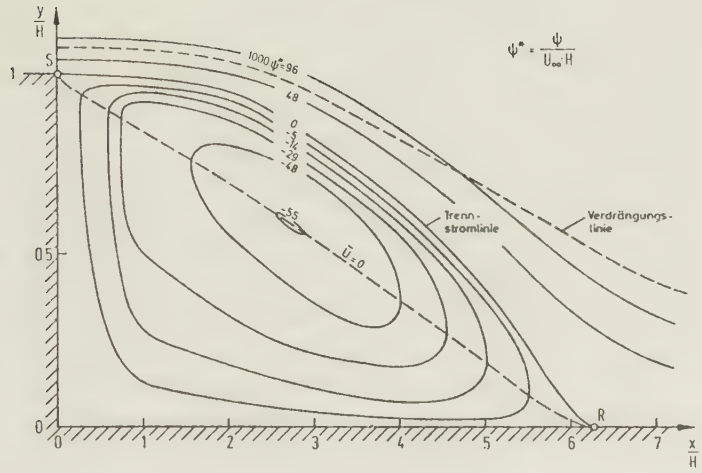


Bild 5.6 : Stromlinien im Ablösebereich einer zurückspringenden Stufe, $Re_1 = 1{,}8 \cdot 10^6$, $Re_H = 5{,}5 \cdot 10^4$

sogar Stromlinien die Verdrängungslinie. Dies ist ein Zeichen für die starke "Beladung" der Grenzschicht mit reibungsfreiem Fluid. Im englischen Sprachgebrauch wird dieses Phänomen "entrainment effect" genannt.

Von verschiedenen Autoren wurde postuliert, daß - neben den "üblichen" Profilen - auch abgelöste Profile möglicherweise Ähnlichkeitseigenschaften besitzen. Es erhebt sich dann die Frage, welche Normierung und welche Skalierung dazu gewählt werden kann. Markante Punkte eines abgelösten Profiles sind Null-Durchgang (=geometrische Einordnung) oder auch der Punkt y_T, der kinematisch mit Volumenströmen gekoppelt ist. In Bild 5.7 ist ein solcher Versuch für y_T im linearen, physikalischen Maßstab vorgenommen worden. Es wurden aus Gründen der Anschaulichkeit der Messungen lediglich die hinteren abgelösten Profile herangezogen. Die Ähnlichkeit der

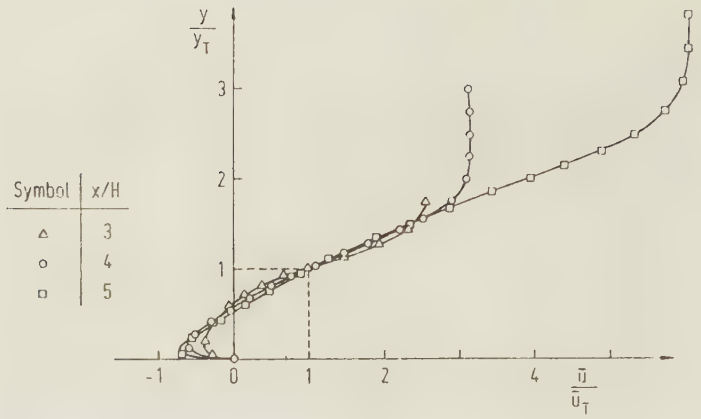


Bild 5.7 : Universelle Geschwindigkeits-
verteilung im abgelösten Gebiet,
Profile von Bild 5.5

Profile untereinander ist erstaunlich groß. Die Behauptung, daß universelle Ablöseprofile vorliegen, ist deshalb wohl gerechtfertigt, zumindest wenn man den Wandbereich und den mittleren Bereich heranzieht. Lediglich im wandäußeren Teil ($y>3y_T$) scheint die Ähnlichkeit in dieser Form jedenfalls nicht vorzuliegen. Eine Auftragung nach dem logarithmischen Wandgesetz verspricht infolge "defektem" $\bar{u}$ und wegen Relaxationserscheinungen (siehe Wauschkuhn & Vasanta Ram) keine universelle Darstellmöglichkeit.

Im folgenden Bild 5.8 sind alle wichtigen Kenngrößen integraler Art dargestellt. Dieses Bild gibt einen genauen Überblick über das Zusammenwirken der unterschiedlichen Kräfte und geometrischen Größen. Die Druckverteilung in der Ablöseblase bestätigt teilweise die Annahme vieler Autoren, daß Gleichdruck im abgelösten Gebiet herrscht. Für den Bereich $x<0,5x_R$ trifft dieses zu. Im zweiten Bereich $x>0,5x_R$ sind die Kräfte stark vom beträchtlichen Druckanstieg geprägt, der sich über den Wiederanlegepunkt hinweg fortsetzt. Zu beachten ist, daß es sich um die Wanddruckverteilung handelt (Projektion, keine Abwicklung). Deshalb kommt an der

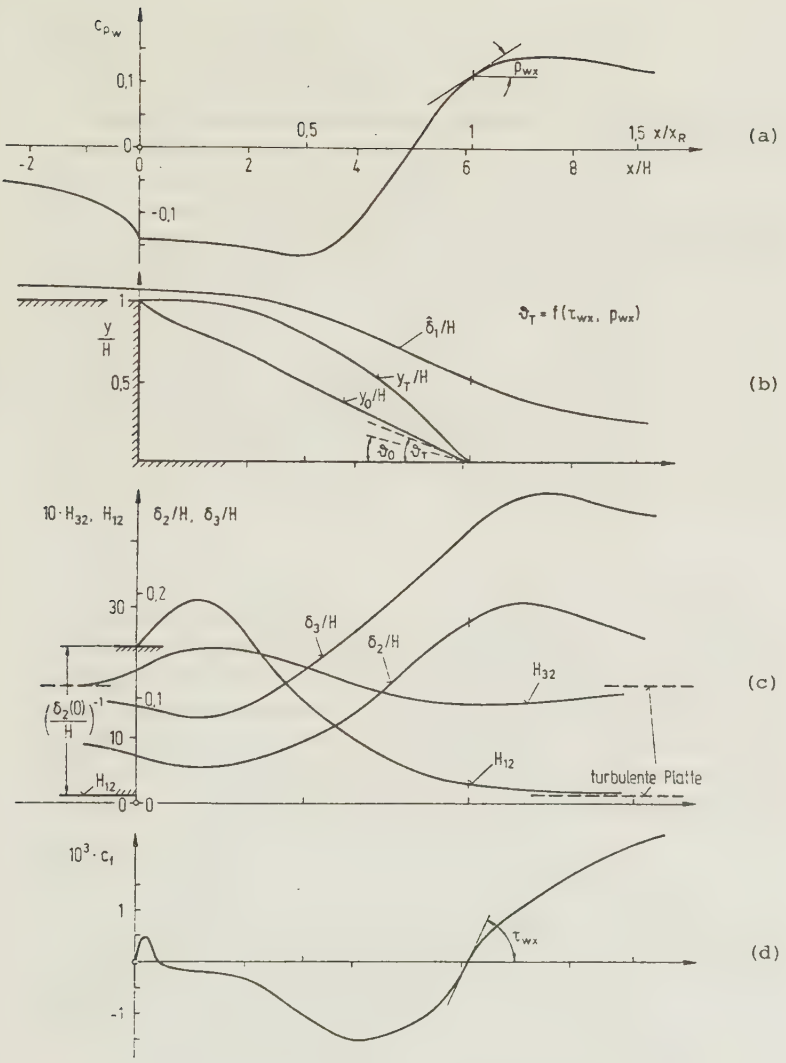


Bild 5.8 : Wanddruck und Grenzschichtgrößen im unmittelbaren Stufenbereich
Beispiel: $Re_1 = 1{,}8 \cdot 10^6$, $Re_H = 5{,}5 \cdot 10^4$
(a) Wanddruck , (b) Verdrängungsdicke
(c) Verlustdicken , Formparameter
(d) Wandschubspannung

Stelle x=0 eine Knickstelle der beiden Äste in der Darstellung zum Ausdruck. Messungen des Druckes an der Stufenfläche selbst haben dennoch ergeben, daß hier im Rahmen der Meßgenauigkeit ein konstanter Wert vorliegt.

Im zweiten Bild von oben sind strömungsmechanisch-geometrische Größen zu sehen, wie sie auch schon im Stromlinienbild 5.6 darstellbar waren. Die Größe $\delta_1(x)$ weist in Übereinstimmung mit der Definition einen kontinuierlichen Verlauf auf.

Im dritten Teilbild 5.8 sind die Impulsverlustdicke δ_2 und der Formparamater H_{12} dargestellt. Messung und physikalisches Verständnis sagen, daß δ_2 nicht springen kann; es muß also gelten

$$\delta_2(-0) = \delta_2(+0) \quad . \tag{5.4}$$

Das heißt nichts anderes, als daß sich der Wert von δ_2 an der Ablösestelle bei infinitesimalem Überschreiten der Stufenkante auch nur infinitesimal ändert, im Klartext bedeutet dieses einen kontinuierlichen Verlauf. Dagegen ist Springen beim Formparameter durchaus möglich, wenn man zur Berechnung rein kinematische Größen heranzieht. Der Vorstufenwert für den Formparameter ist

$$H_{12}(-0) = \delta_1(-0) / \delta_2(0) \quad . \tag{5.5}$$

Der unmittelbare Nachstufenwert ist

$$H_{12}(+0) = \delta_1(+0) / \delta_2(0) \quad . \tag{5.6}$$

Macht man Gebrauch von der kinematischen Beziehung

$$\delta_1(+0) = H + \delta_1(-0) \tag{5.7}$$

erhält man den Sprung ΔH_{12} an der Stufe wie folgt

$$\Delta H_{12} = \frac{H}{\delta_2(0)} = \left(\frac{\delta_2(0)}{H}\right)^{-1} \quad . \tag{5.8}$$

Dies erklärt - zum Teil - die sehr hohen Werte von H_{12} in abgelösten Gebieten.

Auch die Energieverlustdicke ändert sich kontinuierlich. Damit ist der Formparameter H_{32} ebenfalls kontinuierlich. Er hat, wie noch in Kapitel 6.3 dargestellt wird, eine verhältnismäßig enge Variationsbreite. Gemeinsam ist beiden Formparametern, daß sie eine geringe Relaxationslänge benötigen, um Plattenwerte wieder zurückzugewinnen ($\approx 1{,}5\ x_R$). Betrachtet man die beiden Verlustdicken in ihrem Verlauf, stellt man fest, daß sie im vorderen Teil der Ablöseblase abnehmen. Dies hat jedoch lediglich lokale Bedeutung; im weiteren Verlauf erreichen sie ein ausgeprägtes Maximum kurz hinter dem Wiederanlegepunkt, bis sie dann stromabwärts ein Verhalten aufweisen, wie es bereits in Bild 5.4 gezeigt wurde, nämlich ein plattenähnlicher Verlauf mit einem um eine Differenz erhöhten Betrag.

Das vierte Teilbild 5.8 ist der Wandschubspannung gewidmet, die mit dem Unterschichtzaun - als zeit- und betragsmäßig gemittelte Größe - gemessen wurde. Man kann auch hier eine Zweiteilung mit der Mitte des Ablösungsgebietes feststellen. Im ersten Teil sind die Tangentialkräfte verhältnismäßig klein, ein Zeichen der dort vorherrschenden kleineren Rückstromgeschwindigkeiten. In der zweiten Hälfte kann man entgegengesetzte Aussagen machen. Sehr wichtig für Stufenströmungen und kennzeichnend für die Leistungsfähigkeit des Unterschichtzaunes ist der Nachweis des Sekundärwirbels in der unteren Stufenecke, der entgegengesetzt dem eigentlichen Wirbel (=Ablösegebiet) dreht (zur Arbeitsweise des Unterschichtzaunes siehe die Arbeit von Kiske, Vasanta Ram & Pfarr, 1981). Das Auftreten von Sekundärwirbeln bei zweidimensionalen Ablösungen ist häufig anzutreffen. Man kann sogar nachweisen, daß in Richtung Ecke weitere Wirbel kaskadenförmig bis in den Mikrobereich hinein auftreten, die jeder für sich einen Ablösungspunkt und Wiederanlegepunkt aufweisen; ein Nachweis ist in der hier vorliegenden Arbeit jedoch nicht angestrebt worden.

Zum Nachweis der Zuverlässigkeit der Messungen kann das

Trennstromlinienkriterium von Oswatitsch (Kap. 3.4) herangezogen werden. Der Wandschubspannungsgradient bei x_R hat einen Betrag

$$dC_f/d(x/H) = 0{,}0023 \quad , \tag{5.9a}$$

derjenige des Wanddruckes

$$dC_{pw}/d(x/H) = 0{,}054 \quad . \tag{5.9b}$$

Daraus ergibt sich der Winkel der Trennstromlinie im Wiederanlegepunkt mit

$$\vartheta_T = -7{,}3^\circ \quad . \tag{5.10}$$

(Zur Einordnung dieses Wertes sei angegeben, daß der Winkel der Linie zwischen S und R mit der Platte in diesem Falle $9{,}3^\circ$ beträgt.) Dieser Winkel ϑ_T sowie der Winkel $\vartheta_o = 4{,}9^\circ$ ($\bar{u}$=0-Linie) stimmt mit der Messung entsprechend dem Teilbild (b) von Bild 5.8 und mit dem Stromlinienbild 5.6 gut überein, zumal am Ende des Ablösegebietes eine Verflachung der Steigungen von $y_T(x)$ und $y_o(x)$ gemessen wurde.

5.2.3 ÄHNLICHKEITSBETRACHTUNGEN

Im folgenden wird eine analytische Betrachtung basierend auf Ähnlichkeitsüberlegungen im Sinne einer ingenieurmäßigen Näherung (=engineering approach) für den Grenzfall kleiner Grenzschichtdicken (entsprechend Bild 4.1, Bereich A) vorgenommen. Besondere Bedeutung kommt dabei der Stromlinie y_T und der Verdrängungslinie $\hat{\delta}_4(x)$ zu. Experimentelle Ergebnisse verschiedener Autoren deuten darauf hin, daß die Form (Geometrie) der Trennstromlinie $y_T(x)$ durch geeignete Normierung den im Bild 5.9 gezeigten universellen Verlauf hat:

$$y_T/H = f(x/x_R) \quad \text{für } 0 \leqslant x/x_R \leqslant 1 \quad . \tag{5.11}$$

Dasselbe scheint für die Linie y_o mit $\bar{u}$=0 zu gelten.

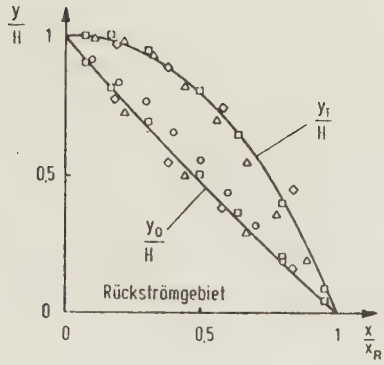


Bild 5.9 : Universeller Verlauf der Trennstromlinie $y_T(x)$ und der Linie $y_0(x)$ im Rückströmgebiet; Tani Δ , Mohsen O LeBalleur ◇ , diese Arbeit □

Die kinematischen Verhältnisse auf y_T sind in Bild 5.10 wiedergegeben. Es sind dargestellt Staudruck "q" , statischer Druck "p" sowie Gesamtdruck "p " als Summe von Staudruck q und statischem Druck p . Am Ablösungspunkt und Wiederanlegepunkt sind statischer Druck und Gesamtdruck jeweils gleich groß als Folge der dort vorliegenden Null-Geschwindigkeit.

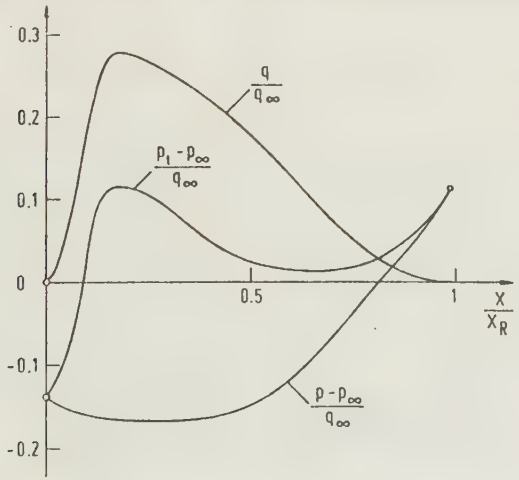


Bild 5.10 : Drucke auf der Trennstromlinie

Die modifizierte Verdrängungslinie $\hat{\delta}_1(x)$ ist nach Bild 5.8 bzw. 5.4 eine kontinuierliche Kurve. Sie zeigt in den Fernbereichen das Verhalten der Platte mit dem Unterschied, daß für große positive x-Werte ein Differenzbetrag $\Delta\delta_1$ übrigbleibt. Dieses insgesamt höhere Niveau kann natürlich nur ein Stufeneffekt sein. Bei Rückrechnung auf der Basis dieses um $\Delta\delta_1$ erhöhten Verdrängungswertes würde sich eine um Δl vorgeschobene virtuelle Vorderkante der Plattenströmung ergeben (Bild 5.4). In erster Näherung ist $\Delta\delta_1$ ein konstanter Differenzbetrag

$$\delta_1(x)_{Stufe} - \delta_1(x)_{Platte} = \Delta\delta_1 \quad \text{für } x \geq 50\ H \ . \tag{5.12}$$

Dieses hat wiederum Rückwirkung auf die Stufenhöhe selbst, wie sie aus der Sicht der Strömung wahrgenommen wird, in der Weise, daß

$$H_e = H - \Delta\delta_1 \tag{5.13}$$

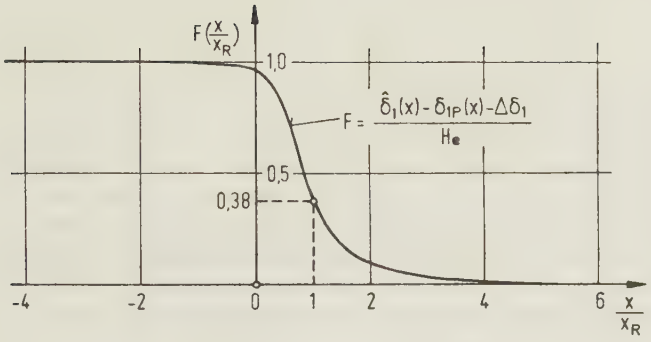
eine in jedem Fall kleinere als die geometrische Stufenhöhe ist (siehe Gl. 3.14). Es sei angemerkt, daß in Wirklichkeit (siehe Gln. in Kap. 4) die Verdrängungslinie bei der turbulenten Plattenströmung mit

$$\delta_1(x) \sim (x+l)^{0,8} \tag{5.14}$$

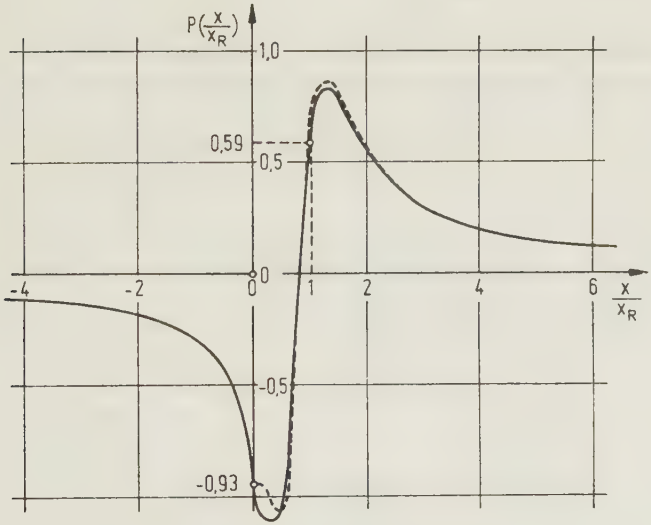
wächst, also nur fast proportional zur Lauflänge (x+l) hinter der Stufe. Die Unterschiede zwischen den Potenzen 0,8 und 1 sind jedoch gering und in dem Bereich der Stufe, in dem eine von Null verschiedene induzierte Druckverteilung auftritt, auch meßtechnisch kaum nachweisbar. Daher wird hier das Konzept der effektiven Stufenhöhe für die Verdrängungskurve benutzt. Bezieht man wieder die Abszisse auf die Länge x_R des Ablösungsgebietes, dann ergibt sich eine universelle Beziehung

$$\frac{\hat{\delta}_1(x) - \delta_1(x)_{Platte} - \Delta\delta_1}{H_e} = F\left(\frac{x}{x_R}\right) = \frac{\delta_1^*(x)}{H_e} \tag{5.15}$$

Diese allgemeingültige dimensionslose Funktion F ist in Bild



(5.11)



(5.12)

Bild 5.11 : Verdrängungslinie (oben)
Bild 5.12 : Druckverteilung (unten)
im Stufenbereich als universelle Funktion
----- Druck auf der Verdrängungslinie
----- Druck auf der Wand

5.11 wiedergegeben. Es lassen sich einige markante Werte angeben; z.B. die Werte im Fernfeld :

$$F(-\infty) = 1 \quad ; \quad F(+\infty) = 0 \tag{5.16}$$

sowie die Werte im Ablösungsbereich

$$F(0) = 0{,}965 \quad ; \quad F(1) = 0{,}38 \tag{5.17}$$

An dieser Stelle muß festgestellt werden, daß für einen Grenzfall verschwindender Grenzschichtdicke $\delta_2(0)=0$ an der Stufenkante formal der Wert F(0)=1 nicht wiedergegeben wird. Man kann andererseits dem Sonderfall des "Wegschneidens der Stufenoberkante" (der Zahlenwert davon ist F=1,0-0,965) keine weitere Bedeutung beimessen.

Die potentialtheoretische Druckverteilung auf dieser Verdrängungslinie läßt sich näherungsweise wie folgt berechnen. Da H_e/x_R klein ist, läßt sich analog zur Theorie dünner Profile die Strömung durch eine Quellverteilung auf der x-Achse simulieren. Daraus ergibt sich für den Druckbeiwert das Hilbert-Integral

$$C_{pV}(x) = -2\,\frac{u(x)}{U_\infty} = -\,2/\pi \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\,\delta_1^*(x')}{dx'}\,\frac{dx'}{(x-x')} \tag{5.18}$$

Für große Werte x kann formal (x-x') durch (x-a) ersetzt werden, wodurch man dann das asymptotische Verhalten der Druckverteilung bekommt :

$$C_{pV} = -\frac{2}{\pi(x-a)} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\delta_1^*(x)}{dx'}\,dx' = \frac{2\,H_e}{\pi(x-a)} \quad \text{für} \quad |x| > H \tag{5.19}$$

Der Nullpunkt dieser asymptotischen Beziehung liegt im Schwerpunkt der Ableitung $d\,\delta_1/dx$ der Kurve F , also bei $a=1{,}1\cdot x_R$. Damit sind alle Größen auf einen einheitlichen Maßstab zurückgeführt und es gilt somit eine universelle Druckverteilung der Form :

$$C_{pV}(x) = \frac{H_e}{x_R} \cdot p\,\left(\frac{x}{x_R}\right) \quad . \tag{5.20}$$

Die Funktion $P(x/x_R)$ ist in Bild 5.12 gezeigt. Sie stimmt mit Messungen und mit der universellen Kurve von Green (1966) gut überein.

Die Differenzen zwischen den beiden Kurven für Wanddruck und Verdrängungsliniendruck sind auf Krümmungseffekte zurückzuführen. In Bild 5.13 ist neben den beiden o.g. Druckverteilungen zusätzlich der Druck auf der Trennstromlinie bezogen auf den Ablösungsbereich aufgezeichnet. Die Differenzen lassen sich aus den vorliegenden Meßergebnissen der vorigen Bilder mit Hilfe lokaler Energiebetrachtungen gewinnen. Eine Berechnung am Wiederanlegepunkt etwa mit Hilfe einer Schar von Stromlinien - resultierend aus Bild 5.6 - unter der Annahme eines dort vorliegenden Potentialwirbels ergibt eine Druckdifferenz $\Delta C_p = 0{,}0013$ von der Verdrängungslinie zur Wand/Trennstromlinie hin. Es ist also offensichtlich, daß für scharfkantige Stufenströmungen Krümmungseffekte erst in höherer Ordnung auftreten.

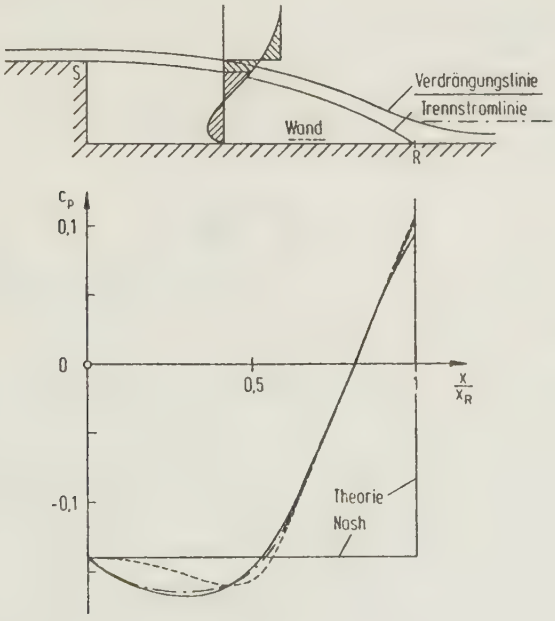


Bild 5.13 : Statischer Druck im abgelösten Gebiet auf diversen Linien

Aus dem Impulssatz folgt für die Verdrängungslinie das Integral

$$\int_{-\infty}^{+\infty} c_{pV}(x) \cdot dx = 0 \qquad (5.21)$$

als vertikales Impulsgleichgewicht; d.h. die Stufe ist auftriebs-/abtriebsfrei. Für Messungen hat dies zur Folge, daß man mit dieser Erkenntnis Korrekturen hinsichtlich des Niveaus der gemessenen Druckverteilung anbringen kann.

Aus der Geschwindigkeitsverteilung auf der Trennstromlinie y_T (nach Bild 5.10) kann die Zirkulation entlang der abgelösten Zone bestimmt werden. Das Ergebnis ist:

$$\Gamma = \oint \vec{w}\, d\vec{s} = 0{,}32 \cdot U_\infty \cdot x_R = 2{,}0 \cdot U_\infty H \quad . \qquad (5.22)$$

Interessanterweise ergibt die Zirkulation, die in reibungsfreier Strömung ja den Auftrieb ergibt, hier einen von Null verschiedenen Wert. Man muß jedoch in dieser stark reibungsbehafteten Strömung die Zirkulation mit der Drehung innerhalb der Ablöseblase in Verbindung bringen. Mit der Drehung nach der Definition

$$\omega = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \qquad (5.23)$$

ergibt sich für die Zirkulation bezogen auf ein Flächenelement der Strömung

$$\Gamma = \iint 2\,\omega\, dA \quad ; \qquad (5.24)$$

d.h., daß die Zirkulation um einen Körper (bzw. eine Stromlinie) herum gleich ist der Summe der Drehungen innerhalb dieses Bereiches (Stokes Theorem). Damit ist der Betrag der mittleren Drehung innerhalb der Ablöseblase

$$\bar{\omega} = 0{,}24 \cdot U_\infty / H = 1{,}42 \cdot U_\infty / x_R \qquad (5.25)$$

unter Zugrundelegung einer von der Trennstromlinie einge-

schlossenen Fläche $A_{Bl}=0,68\ x_R H$ in diesem Fall. Zum Vergleich sei die Fläche, die vom Dreieck zwischen S und R und dem Fußpunkt der Stufe gebildet wird, mit $A_{\triangle}=0,5 x_R H$ angegeben, die Fläche der entsprechenden Sinus- bzw. Cosinusfunktion ist $A_{\cap}=0,64 x_R H$. Es scheint somit, daß die Trennstromlinie in etwa die Form einer Sinusfunktion hat. Dieser Verhalt ist wichtig, wenn es um die Aufstellung universeller Beziehungen bei der Modellierung abgelöster Strömungen geht.

Ist nun die Druckverteilung $C_{pV}(x)$ vorgegeben, läßt sich Gl.(5.18) als Integralgleichung für die unbekannte Verdrängungskurve $\delta_1^*(x)$ auffassen. Die Integralgleichung hat folgende explizite Auflösungsformel :

$$\frac{d\delta_1^*}{dx} = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{C_{pV}(x')}{x-x'}dx' \quad . \tag{5.26}$$

Führt man die neue Variable

$$X = x/x_R \tag{5.27}$$

ein, bestehen zwischen P(X) und F(X) folgende Beziehungen

$$P(X) = -\frac{2}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dF(X')}{dX'}\frac{dX'}{X-X'} \tag{5.28}$$

$$\frac{dF(X)}{dX} = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{P(X')}{X-X'}dX' \tag{5.29}$$

Die asymptotischen Werte sind

$$P(+\infty) = 0 \quad ; \quad P(-\infty) = 0 \quad . \tag{5.30}$$

Aus der Druckverteilung ergeben sich insbesondere die Werte an der Stufe

$$C_{pB} = C_{pV}(0) = \frac{H_e}{x_R}\cdot P(0) = -0,93\cdot\frac{H_e}{x_R} \tag{5.31}$$

und am Wiederanlegepunkt

$$C_{pR} = C_{pV}(x_R) = \frac{H_e}{x_R}\cdot P(1) = 0,59\cdot\frac{H_e}{x_R} \tag{5.32}$$

Zwischen diesen beiden Größen gilt der Zusammenhang nach J.F. Nash (1962(1),1962(2)) :

$$N = \frac{C_{PR}-C_{P2}}{-C_{P8}} = \frac{P(1)-P(0)}{-P(0)} = 1,6 \qquad (5.33)$$

in Übereinstimmung mit dem Zahlenwert von Nash. Die Konstanz des Zahlenwertes enthält implizit die Annahme, daß die Druckverteilung einen universellen Verlauf entsprechend Gl.(5.20) besitzt.

Die so ermittelte Druckverteilung stimmt stromauf der Stufe und stromab dem Ablösungsgebiet mit der Wanddruckverteilung überein. Mit ihrer Hilfe lassen sich daher die Grenzschichten an der Wand und deren Abweichungen von der Plattengrenzschicht berechnen.

Die Abweichung zwischen der Druckverteilung an der Wand und auf der Verdrängungslinie ist in den Bildern 5.12 und 5.13 dargestellt. Auch die Wanddruckverteilung muß der Bedingung entsprechend Gl.(5.21) genügen. Die benutzte Voraussetzung kleiner Neigung der Verdrängungslinie ist im allgemeinen sehr gut erfüllt.

5.2.4 EINFACHE NÄHERUNGSRECHNUNG

Wie bereits in Abschnitt 4 erwähnt, reduziert sich das Zweiparameterproblem an der Stufe auf ein Einparameterproblem, wenn die ankommende Grenzschicht dünn im Vergleich zur Stufenhöhe ist. Das entspricht in Bild 4.1 dem durch "A" gekennzeichneten Bereich. In diesem Grenzfall läßt ein einfaches Modell von der Strömung, das von den Annahmen her auf Nash (1962(2)) zurückgeht, eine Berechnung der Strömung zu. Ähnliche Überlegungen sind ebenfalls bei LeBalleur (1975) zu finden.

Die Grundidee basiert auf der Erkenntnis, daß die an der Stufe ablösende Grenzschicht zu einer freien Scherschicht (Strahlgrenze) degeneriert und sich in ihren Eigen-

schaften auch so verhält. Die Dauer bzw. Länge der freien Scherschicht entspricht in etwa der Länge des Ablösungsgebietes x_R . Die weiteren Annahmen, die getroffen werden müssen, um die unbekannte Länge des Ablösungsgebietes und damit auch den Basisdruckbeiwert zu bestimmen, sind folgende :

1.) Die freie Scherschicht soll sich wie eine freie Strahlgrenze verhalten mit der konstanten äußeren Geschwindigkeit U(0), die am Ablösungspunkt herrscht, und mit ruhendem Fluid auf der Innenseite (Totwasser).

2.) Der fiktive Ursprung für die Strömung der freien Strahlgrenze liegt im allgemeinen vor dem Ablösungspunkt. Seine Lage wird so bestimmt, daß am Ablösungspunkt die Impulsverlustdicken der ablösenden Grenzschicht und der freien Strahlgrenze übereinstimmen.

3.) Die Geschwindigkeit auf der Trennstromlinie (Wiederanlegestromlinie) am Ende der freien Grenzschicht soll ohne Verlust in den statischen Druck am Wiederanlegepunkt umgesetzt werden.

Die so formulierte Modellströmung liefert die notwendigen Daten für die Näherungsrechnung. Zunächst soll die Berechnung des Druckwiderstandes, d.h. des Basisdruckbeiwertes C_{pB}, erläutert werden.

Nach dem Modell von Nash ergibt sich der Beiwert C_{pB} aus dem Wert der Impulsverlustdicke $\delta_2(0)$ an der Stufe zu

$$C_{pB} = \frac{-0{,}27}{1+51\,\delta_2(0)/l^*} \quad . \tag{5.34}$$

Dabei ist 1* die Länge der freien Scherschicht, die hier nach Auswertung von Messungen gesetzt wird zu

$$1^* = 1{,}1\ x_R \tag{5.35}$$

Bemerkenswert an dieser Formel ist, daß sich für $\delta_2(0)=0$ ein endlicher Grenzwert $C_{pB}=-0{,}27$ ergibt. Dies ist jedoch - ähnlich den Überlegungen zu Bild 5.11 - lediglich ein theoreti-

scher Grenzwert. Die Impulsverlustdicke $\delta_2(0)$ erhält man aus einer Grenzschichtbetrachtung bis zur Stufe. Es gilt nach Truckenbrodt (1952) :

$$\frac{\delta_2(0)}{\delta_{2P}} = \left(\frac{U(0)}{U_\infty}\right)^{-3} \left\{\frac{1}{\ell}\int_{-\ell}^{0}\left(\frac{U(x)}{U_\infty}\right)^{10/3} dx\right\}^{6/7} \quad . \tag{5.36}$$

Mit der Gleichung

$$\frac{U(x)}{U_\infty} = 1 + \frac{\hat{u}(x)}{U_\infty} = 1 - \frac{c_p}{2} = 1 - \frac{1}{2}\frac{H_e}{x_R} P(X) \tag{5.37}$$

folgt daraus

$$\frac{\delta_2(0)}{\delta_{2P}} = \left\{1 - \frac{H_e}{2x_R} P(0)\right\}^{-3} \left\{\int_{-\ell/x_R}^{0}\left[1 - \frac{1}{2}\frac{H_e}{x_R} P(X)\right]^{10/3} dX \; \frac{x_R}{\ell}\right\}^{6/7} \tag{5.38}$$

Werden die Potenzen in Binominalreihen entwickelt und nur die linearen Glieder berücksichtigt, erhält man :

$$\frac{\delta_2(0)}{\delta_{2P}} = \left\{1 + \frac{3}{2}\frac{H_e}{x_R} P(0)\right\}\left\{1 + O\left(\frac{H_e}{\ell}\right)\right\} \quad . \tag{5.39}$$

Da voraussetzungsgemäß $H_e/l \ll 1/10$ gilt, kann der Term proportional zu H_e/l vernachlässigt werden. Daraus folgt :

$$\frac{\delta_2(0)}{\delta_{2P}} = 1 - 1{,}4\,\frac{H_e}{x_R} \quad . \tag{5.40}$$

Die Differenz zwischen effektiver Stufenhöhe H_e und tatsächlicher Stufenhöhe H ist direkt proportional zur Länge der freien Scherschicht, also zur Länge $x=x_R$ des Ablösungsgebietes. Es gilt nach Messungen :

$$\Delta\delta_1 = 0{,}013 \cdot x_R \quad ; \tag{5.41}$$

also

$$\frac{H_e}{x_R} = \frac{H}{x_R} - 0{,}013 \tag{5.42}$$

Die Berechnung des Druckbeiwertes C_{pB} in Abhängigkeit von der bezogenen Impulsverlustdicke an der Platte δ_{2P}/H erfolgt nun so :

Zunächst wird ein x_R/H geschätzt. Aus Gl.(5.42) folgt dann H_e/x_R . Dann ergibt Gl.(5.31) den gesuchten Druckbeiwert C_{pB}. Die Umkehrung von Gl.(5.34), nämlich

$$\frac{\delta_2(0)}{\ell^*} = -\frac{1+0.27/C_{pB}}{51} \qquad (5.43)$$

liefert die dazugehörige Größe $\delta_2(0)$, und mit Hilfe von Gl.(5.40) folgt dann die entsprechende Größe δ_{2P}/H . Die daraus resultierende Gleichung für die Wiederanlegelänge x_R lautet dann :

$$\frac{\delta_{2P}}{H} = -0{,}0216\,\frac{x_R}{H}(1{,}018-1{,}4\cdot H/x_R)^{-1}\left(1-\frac{0.29}{H/x_R-0.013}\right) \qquad (5.44)$$

bzw. in Verbindung damit für den Basisdruckbeiwert C_{pB}:

$$C_{pB} = 0{,}012 - 0{,}93\cdot H/x_R \quad . \qquad (5.45)$$

In Bild 5.14.a ist die so ermittelte theoretische Kurve eingezeichnet. Bild 5.14.b gibt die zugehörige Anlegelänge x_R wieder. Die Linien gleicher Wiederanlegelänge sind ebenfalls noch in Diagramm 4.1 eingezeichnet. Die Formel scheint den Bereich, entsprechend Kap. 4 von etwa

$$0 < \frac{\delta_{2P}}{H} < 0{,}5 \qquad (5.46)$$

gut wiederzugeben. Für größere Grenzschichtdicken kommt dann das Zweiparameterproblem zum Tragen.

Eine Einordnung dieser beiden Diagramme bzgl. ihrer tendentiellen Wertung erfolgt in Kap. 5.5 .

In Bild 5.4 bzw. in Kap 5.2.2 wurde auf eine Zusatzlänge in Bezug auf die Vorlaufplatte hingewiesen. Diese -fiktive- Plattenverlängerung beinhaltet bzw. implementiert alle globalen Effekte, die die Stufe hinsichtlich des Fernfeldes ($x>>x_R$) auf die Strömung ausübt. Die Berechnung dieser Zusatzlänge gestaltet sich folgendermaßen: Aus einer Betrachtung vorhandener Messungen ergibt sich, daß der um $\Delta\delta_1$ er-

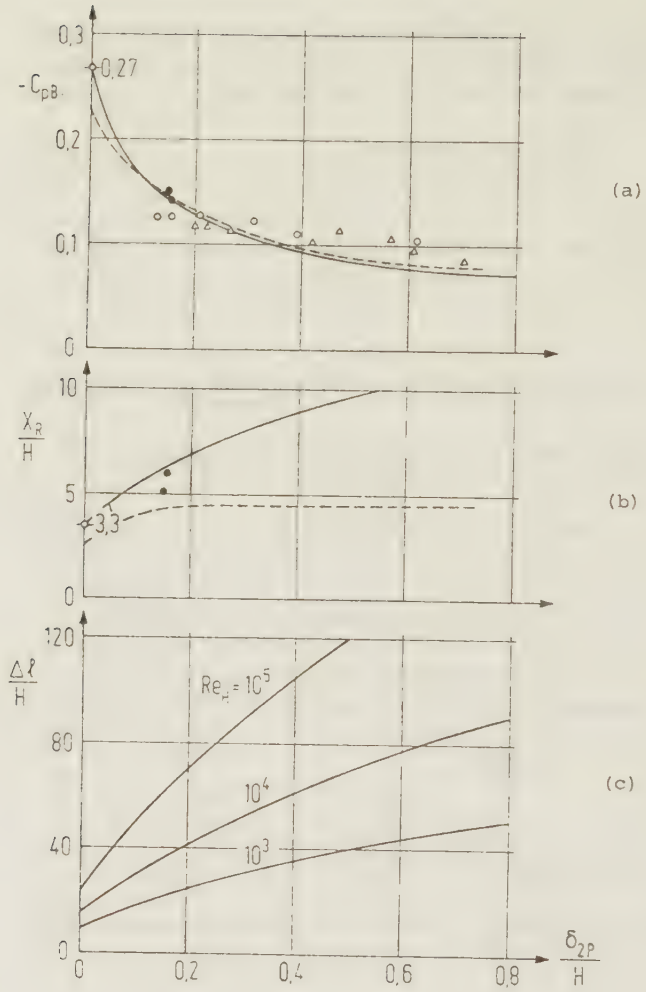


Bild 5.14.a : Basisdruck (oben)
Bild 5.14.b : Anlegelänge (Mitte)
Bild 5.14.c : Plattenverlängerung (unten)
als Fkt. der fiktiven Plattengrenzschicht.
Wieghardt △ , Wauschkuhn et al. ● ,
eigene Messungen ○ , diese Theorie ——— ,
k-ε-Modell ------ (Re_H=5 10^4).

höhte Wert der Verdrängungsdicke proportional zur Länge des abgelösten Gebietes x_R ist. Der empirische Zahlenwert ist in Gl.(5.41) angegeben. Dieses Maß liegt nicht direkt am Wiederanlegepunkt R vor, sondern aufgrund von Relaxationserscheinungen erst bei ca. $x/x_R=8$. Setzt man diese Beziehungen in die Gleichungen für turbulente Plattengrenzschichten ein (siehe Kap. 4), ergibt sich implizit die Plattenverlängerung Δl :

$$Re_{\delta 1}(x=8x_R) = 0{,}047\ \left(\frac{U_\infty(8x_R+l)}{\nu}\right)^{0,8} + 0{,}013\ \frac{U_\infty x_R}{\nu}$$

$$= 0{,}047\ \left(\frac{U_\infty(8x_R+l+\Delta l)}{\nu}\right)^{0,8} \quad . \qquad (5.47)$$

Da Δl klein ist gegenüber der geometrischen Plattenlänge $(8x_R+l)$, läßt sich linearisieren bzgl. des Exponenten 0,8. Man erhält

$$\frac{\Delta l}{H} = 0{,}35\ Re_H^{0,2}\ \frac{x_R}{H}\left(\frac{8x_R+l}{H}\right)^{0,2} \quad . \qquad (5.48)$$

Dabei ist x_R/H eindeutig mit δ_{2P}/H entsprechend Bild 5.15 verbunden. Der Term l/H ist genau das Verhältnis der beiden Kennzahlen Re_l und Re_H des Problems. Mit Hilfe der Gleichungen für die turbulente Plattengrenzschicht läßt sich auch l/H auf die unabhängige Veränderliche δ_{2P}/H zurückführen. Damit wird aus obiger Gleichung (5.48):

$$\frac{\Delta l}{H} = 0{,}35\ Re_H^{0,2}\ \frac{x_R}{H}\left[8\ \frac{x_R}{H} + 64\left(\frac{\delta_{2P}}{H}\right)^{1,25}\ Re_H^{0,25}\right]^{0,2} \qquad (5.49)$$

Formal ist $\Delta l/H$ weiterhin von 2 Parametern abhängig. Man kann jedoch Kurven gleicher Kennzahl Re_H ermitteln. In Bild 5.14.c ist dies für den nach Bild 4.1 in Frage kommenden Bereich geschehen. Es gibt auch hier einen Grenzwert $\Delta l/H$ für $\delta_{2P}=0$ in Abhängigkeit von Re_H . Für ihn gilt :

$$\frac{\Delta l}{H} = 2{,}20\ Re_H^{0,2} \qquad \text{für} \quad \delta_{2P} = 0 \quad . \qquad (5.50)$$

5.2.5 VERGLEICH MIT ERGEBNISSEN EINER FELDRECHENMETHODE

Auf die vorliegende Strömung mit geometrisch erzwungener Ablösung wurde neben der in Kap. 5.2.4 beschriebenen Näherungsmethode im Sinne eines "engineering approach" auch ein verhältnismäßig kompliziertes bzw. aufwendiges Rechenverfahren angewendet. Da die Strömung natürlich stark von turbulenten Größen beeinflußt ist, wurde ein Verfahren angewendet, von dem erwartet wird, daß es aufgrund seiner Struktur diesem Sachverhalt besondere Rechnung trägt.

Ausgangspunkt für die mathematische Beschreibung einer reibungsbehafteten turbulenten Strömung sind die Navier-Stokes- Gleichungen, in denen die Geschwindigkeiten durch ihren Mittelwert und ihre Schwankungsgröße dargestellt werden. Nach Mittelung erhält man die Impulsgleichungen für die mittlere Strömung, in denen Mittelwerte und gemittelte Schwankungswerte enthalten sind. Mit dieser Operation hat man zusätzlich jedoch weitere Unbekannte eingekauft, nämlich die Reynoldsschen Spannungen (Normal- und Schubspannungen), weshalb diese Gleichungen Reynoldssche Gleichungen genannt werden. Man kann sich diese zusätzlichen Unbekannten zwar wiederum durch erneute Behandlung der Gleichungen beschaffen, jedoch erhält man immer wieder weitere Unbekannte auf immer höherer Ebene. Die Unbekannten erscheinen als gemittelte Kombination (=Korrelation) verschiedener Schwankungsgrößen untereinander. Dieses Phänomen - es sind in jedem Stadium der Entwicklung mehr unbekannte Größen vorhanden als Gleichungen - wird als Schließungs-Problem bezeichnet. Es muß demnach auf irgendeinem Niveau - je nach Komplexität des Problems auf dem niedrigsten - eine Schließung erzwungen werden, indem eine Modellierung für die entsprechenden Unbekannten vorgenommen wird. Bei dem hier zur Anwendung kommenden k-ε-Modell werden die Korrelationen erster Ordnung $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$ und $\overline{u'v'}$ modelliert.

Die unter diesen Gesichtspunkten entstehenden Gleichungen sind die Kontinuitäts- und Impulsgleichungen :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0 \quad ; \tag{5.51}$$

$$\bar{u}\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v}\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \nu\left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2}\right) - \frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} \quad ; \tag{5.52}$$

$$\bar{u}\frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v}\frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} + \nu\left(\frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y^2}\right) - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y} \quad . \tag{5.53}$$

Die Korrelationen der Schwankungsgrößen werden auch als Reynoldssche Spannungen (Normal- und Schubspannungen) bezeichnet :

$$\sigma_x = \rho\, \overline{u'^2} \tag{5.54}$$

$$\sigma_y = \rho\, \overline{v'^2} \tag{5.55}$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = -\rho\, \overline{u'v'} \tag{5.56}$$

Bei der laminaren Schubspannung für ein Newtonsches Fluid

$$\tau_{lam} = \eta\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x}\right) \tag{5.57}$$

wird die kinematische Viskosität als Stoffgröße mit dem Gradienten der mittleren Geschwindigkeit verknüpft. In diesem Sinne wird bei den Reynoldsschen Spannungen formal auch vorgegangen. Der einzige Unterschied ist die nunmehr scheinbare kinematische Viskosität $\eta_t = \nu_t \rho$ oder auch Wirbelviskosität (eddy viscosity). Damit erhält man folgende Relationen in Beziehung zu den entsprechenden Gleichungen (bezüglich k siehe weiter unten) :

$$-\overline{u'^2} = 2\,\nu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \frac{2}{3}\,k \tag{5.58}$$

$$-\overline{u'v'} = \nu_t\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x}\right) \tag{5.59}$$

$$-\overline{v'^2} = 2\,\nu_t \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} - \frac{2}{3}\,k \tag{5.60}$$

Die Wirbelviskosität ist also eine skalare Größe, die nun-

mehr zu definieren bleibt. Bei der Mischungsweghypothese von Prandtl wird ν_t in Verbindung gesetzt zu einer lokalen geometrischen Länge und dem mittleren örtlichen Geschwindigkeitsgradienten. Das Phänomen turbulenter Größen wird also zurückgeführt auf nicht turbulente Größen, in diesem Sinne findet also eine Degenerierung der physikalischen Zustände statt. Das sagt jedoch zunächst nichts über die Qualität des Ansatzes aus. Das k-ε-Modell setzt turbulente Größen zur Definition von ν_t an, dies entspricht der Definition von Boussinesq. In die Wirbelviskosität ν_t gehen die turbulente kinetische Schwankungsenergie

$$k = \frac{1}{2} \left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right) \tag{5.61}$$

und die molekulare Dissipationsrate nach Rotta (1972)

$$\varepsilon = \nu \left[\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial x}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial y}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial y}\right)^2} \right] \tag{5.62}$$

ein und führen zu der Relation

$$\nu_t = c_\mu \, k^2/\varepsilon \quad . \tag{5.63}$$

Für die beiden neuen Variablen k und ε können sogenannte Transportgleichungen aufgestellt und die darin enthaltenen Konvektions-, Produktions-, Diffusions- und Dissipationsglieder modelliert werden.

Dies führt zur folgenden Transportgleichung für die kinetische Schwankungsenergie:

$$\overline{u} \frac{\partial k}{\partial x} + \overline{v} \frac{\partial k}{\partial y} = \nu_t \left(\frac{\partial^2 k}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 k}{\partial y^2} \right) + \left(\frac{\partial k}{\partial x} \frac{\partial \nu_t}{\partial x} + \frac{\partial k}{\partial y} \frac{\partial \nu_t}{\partial y} \right)$$

Konvektion Diffusion (Druck u. Geschwind.)

$$+ \varepsilon + \nu_t \left[4 \left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v}}{\partial x} \right)^2 \right] \tag{5.64}$$

Dissipation Produktion

und für die turbulente Dissipation

$$\bar{u}\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \bar{v}\frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\nu_t}{C_\varepsilon}\left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial y^2}\right) + \frac{1}{C_\varepsilon}\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial x}\frac{\partial \nu_t}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon}{\partial y}\frac{\partial \nu_t}{\partial y}\right)$$

Konvektion Diffusion (Druck u. Geschwind.)

$$+ C_2\frac{\varepsilon^2}{k} + C_1\frac{\varepsilon}{k}\nu_t\left[4\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x}\right)^2\right] \qquad (5.65)$$

Dissipation Produktion

Damit sind sechs unbekannte Feldgrößen $\bar{u}$, $\bar{v}$, p, ν_t, k und ε vorhanden, zu deren Lösung ebenfalls 6 Gleichungen existieren, nämlich 1 Massenerhaltungssatz, 2 Impulsgleichungen, 2 turbulente Transportgleichungen sowie 1 Definition für ν_t. Als Randbedingungen gelten die Beziehungen

x = 0 (Stufe)	:	Werte der Zuströmung (Grenzschicht)
y = 0 (Wand)	:	$\bar{u} = \bar{v} = 0$; C_p = geschätzt
		k , ε = Werte nach log. Wandgesetz
$x \rightarrow \infty$	:	$\partial / \partial x = 0$
$y \rightarrow \infty$	:	$\partial / \partial y = 0$. (5.66)

Damit ist das Gleichungssystem, das vom elliptischen Typ ist, geschlossen. Die Konstanten C_μ=0,09; C_1=1,44; C_2=1.92; C_ε=1.0 sind aus Daten turbulenter Strömungen ermittelt worden und zum Beispiel von Launder & Spalding (1974) veröffentlicht worden.

Für diese Arbeit wurde ein Differenzenverfahren von Gosman & Ideriah (1976) bzw. Gosman & Pun (1973) für plötzliche Kanalerweiterungen benutzt. Es wird dahingehend geändert, daß variable Zuströmbedingungen eingebbar und die Kanalquerschnitte groß sind bzw. das Erweiterungsverhältnis gegen den Zahlenwert 1 strebt. Stromabwärts wird über eine Strecke von ca. 140 Stufenhöhen gerechnet. Da nicht alle Randbedingungen verfügbar sind (C_p ist unbekannt), muß die Lösung durch Iteration gefunden werden. Abbruchkriterium ist ein minimaler Massen- bzw. Impulsbilanzfehler, der als Summe der Fehler aller Knotenpunkte definiert ist (Residuum). Bei

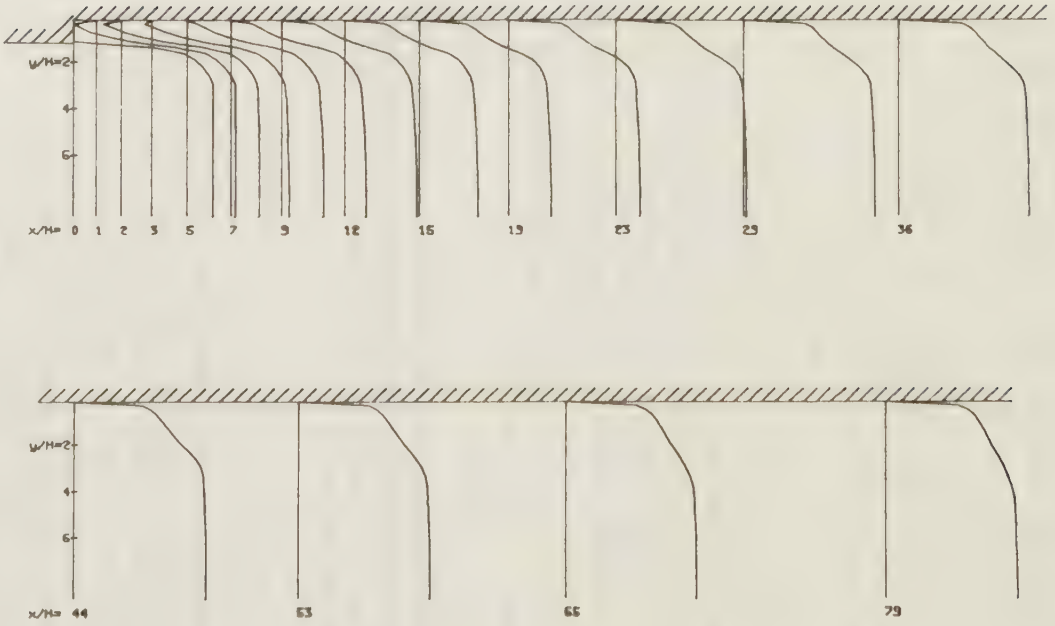


Bild 5.15.a : gemittelte Geschwindigkeitsprofile $\bar{u}(x,y)/U_\infty$ an der zurückspringenden Stufe als Ergebnis des k-ε-Modells für den Fall nach Bild 5.8 .
Maßstab (0 — 0,5 — $\frac{\bar{u}}{U_\infty}$ — 1) für $\bar{u}/U_\infty$

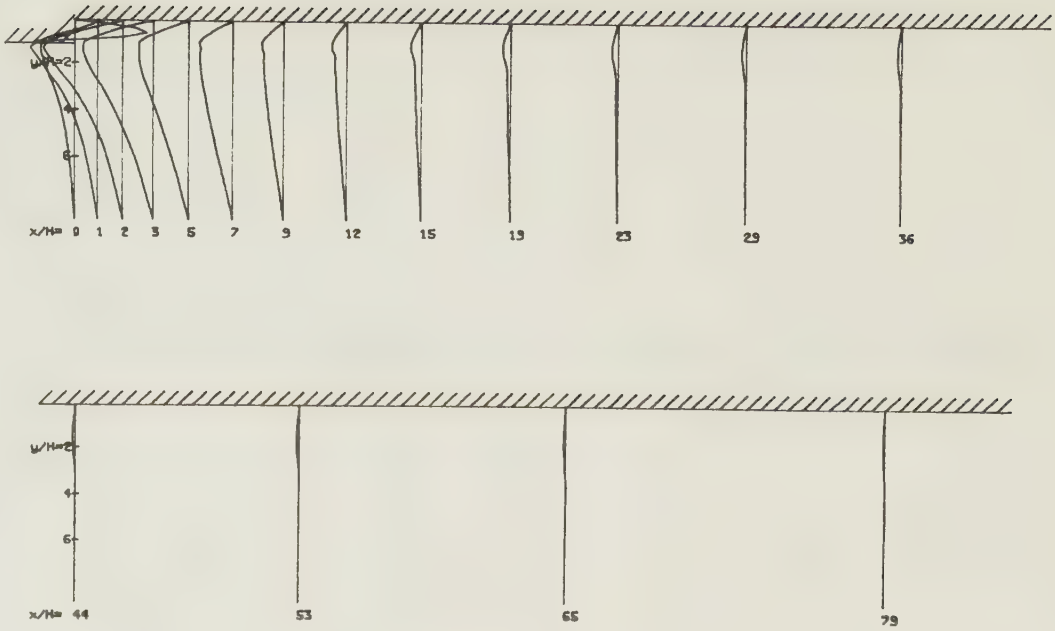


Bild 5.15.b : gemittelte Geschwindigkeitsprofile $\overline{v}(x,y)/U_\infty$ an der zurückspringenden Stufe als Ergebnis des k-ε-Modells für den Fall nach Bild 5.8 . Maßstab (———) für $\overline{v}/U_\infty$

0 $\frac{\overline{v}}{U_\infty}$ 0,1

Bild 5.15.c : Druckbeiwert $C_p(x,y)$ an der zurückspringenden Stufe als Ergebnis des k-ε-Modells für den Fall nach Bild 5.8 . Maßstab ( ) für C_p

0 C_p 0,3

trivialer Schätzung von C_p ergeben sich ca. 350 Iterationen, deren Anzahl aber beispielsweise durch eine ähnliche bekannte Lösung als Schätzung drastisch verringert werden kann. Die Rechnungen werden lediglich hinsichtlich der mittleren Größen verglichen, da Messungen der turbulenten Größen für die hier behandelte eckige Stufe nicht vorliegen.

Für den Fall der in Kap. 5.2.2 dargestellten Messung wurde eine entsprechende Rechnung nach dem k-ε-Modell durchgeführt. In den drei Bildserien 5.15.a, b und c sind die Profile der gemittelten $\bar{u}$-Komponente, $\bar{v}$-Komponente und des Druckbeiwertes C_p als Feldgrößen dargestellt. Die Profile sind am jeweiligen Ort bezogen auf die Stufengeometrie dargestellt. Auf eine direkte Gegenüberstellung mit den Meßergebnissen wurde verzichtet, da die Ergebnisse teilweise zu unterschiedlich oder nicht unmittelbar vergleichbar oder nicht vorhanden ($C_p(x,y)$) sind.

Im folgenden Bild 5.16 sind Wandschubspannungsverteilung und Druckbeiwert an der Wand dargestellt. Man stellt zunächst fest, daß die Wiederanlegelänge mit $x_R/H=4$ erheb-

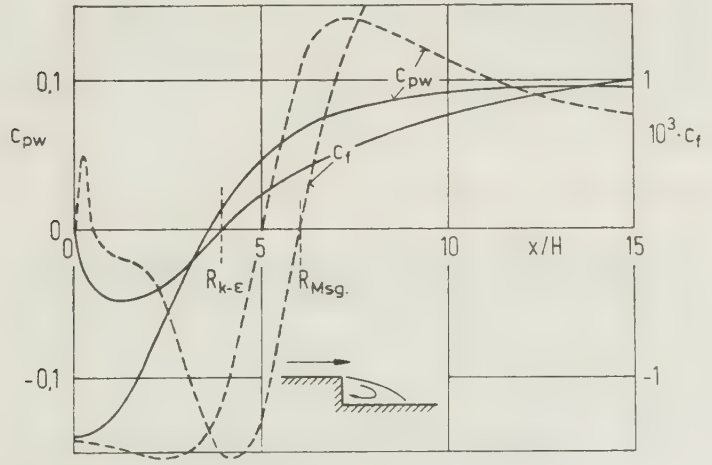


Bild 5.16 : Druckverteilung und Wandschubspannung an der eckigen Stufe, gerechnet nach dem k-ε-Modell ——— , Fall nach Bild 5.8 ------ .

lich zu niedrig liegt als Meßwert und Theorieresultat nach 5.2.4. Bezogen auf den erwarteten Wert gibt k-ε einen um 33 % zu niedrigen Wert an. Des Weiteren liegt das gesamte C_p- Niveau zu niedrig gegenüber der Messung; die Sekundärablösung fehlt vollständig. Dagegen wird C_{pw} recht gut wiedergegeben, insbesondere der Basisdruckbeiwert C_{pB}. Auch ist wiedergegeben, daß das Wiederanlegen im Druckanstieg erfolgt. Jedoch erscheint das Druckmaximum erst bei x/H=55 (außerhalb des Bildbereiches 5.16).

Die zuverlässige Wiedergabe des Basisdruckes kommt ebenfalls in Bild 5.14.a zum Ausdruck. Näherungstheorie, Messung und k-ε-Modell sind hier nahezu deckungsgleich. Dagegen liegt eine große Diskrepanz bei den Wiederanlegelängen vor. Hier gibt das k-ε-Modell für x_R/H einen nahezu konstanten Wert im Bereich von $x_R/H \approx 4$ wieder.

Wenn man eine Wertung der Resultate vornimmt, scheint es, daß das k-ε-Modell in Teilbereichen gute Einzelergebnisse vorweisen kann, während bei der sehr wichtigen Anlegelänge doch sehr abweichende Ergebnisse vorliegen (siehe auch Durst & Pereira, 1981). Ein Vergleich mit den für das Verfahren charakteristischen Größen k (Turbulenzenergie) und ν_t(Wirbelviskosität) ist nicht möglich. Möglicherweise könnte anhand dieser Größen die Ursache für Abweichungen festgestellt werden.

5.3 ERGEBNISSE ZUR STRÖMUNG AN DER VORSPRINGENDEN STUFE

Zur Vervollständigung des Spektrums der Stufenströmungen wird hier der vorspringende Fall anhand der Literaturstelle von Moss & Baker (1980) als Information in Diagrammen dargestellt.

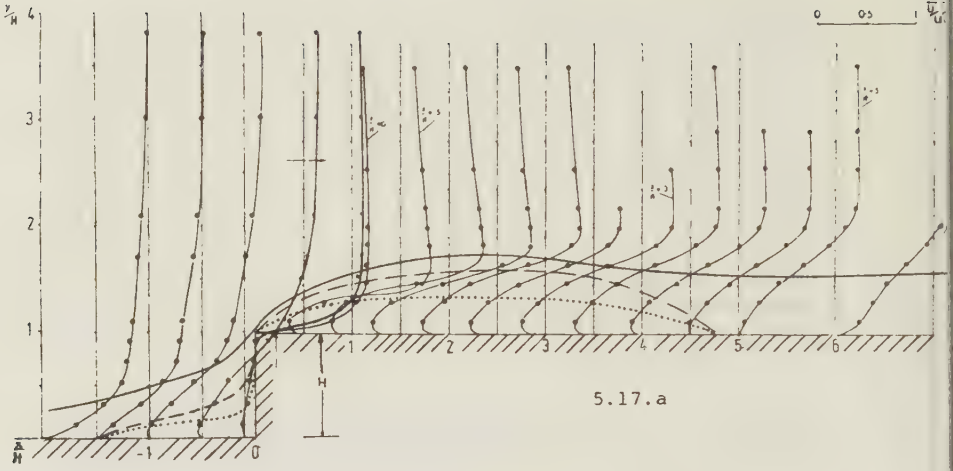
Die Strömung an großen vorspringenden Stufenhöhen bei kleinen Grenzschichtdicken ließe sich auch in die Kategorie der Strömungen mit nicht fixiertem Ablösepunkt einordnen. Unmittelbar vor der Stufe bildet sich nämlich ein konkaves

Ablösungsgebiet aus (siehe Stromlinienbild 3.5.a), dessen Ende die Stufenfront ist, während der Ablösungspunkt sich stromaufwärts frei einstellt, wenn er auch nur um ca. eine Stufenhöhe vorverlagert ist. Es ist jedoch kein Fall bekannt, daß sich dieses - obwohl vorn liegend - sekundäre Ablösungsgebiet über die Stufenkante hinweg stromabwärts fortsetzt. Es ist vielmehr so, daß sich ein fixierter Ablösungspunkt direkt an der oberen Stufenecke befindet (primäres Ablösungsgebiet) und sich von dort aus ein großes, wenn auch flaches Ablösungsgebiet stromabwärts erstreckt. Dies ist im Zusammenhang mit der diskontinuierlichen Geometrie der Grund, diese Strömung in dieses Kapitel einzuordnen.

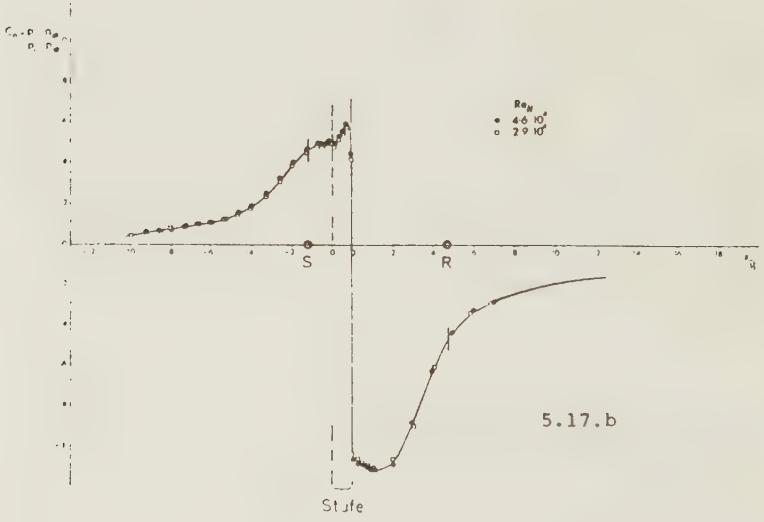
Im folgenden Bild 5.17.a sind Geschwindigkeitsprofile von Moss & Baker in die Geometrie eingezeichnet. Daraus sind ermittelt worden : der Ort von δ_1, y_T, und y_o. Stromabwärts der Stufe entsteht quasi als Kanteneffekt eine Freistrahlströmung, die an den Überschußgeschwindigkeiten in den Grenzschichtprofilen erkennbar wird. Dieses Phänomen wird auch deutlich, wenn man die Druckverteilung (Bild 5.17.b) und besonders die Extremwerte einbezieht. Der Überdruck an der Stufenfront erreicht fast Staudruckwerte. Dies führt zu einer extremen Aufwärtskomponente der Geschwindigkeit, deren Effekt die an der Kante entstehende Freistrahlströmung ist. Der Unterdruck auf der stromabwärts gelegenen Platte erreicht Werte $C_p=-1$. Im Vergleich zur zurückspringenden Stufe sind die antreibenden Kräfte und Effekte erheblich größer.

5.4 DIE STRÖMUNG AN VOR- UND ZURÜCKSPRINGENDEN STUFEN BEI GROSSEN GRENZSCHICHTDICKEN

Für den Fall, daß die Stufe sich noch innerhalb der Grenzschicht befindet, wenn also $\delta_p > H$ ist, läßt sich aus den Kenntnissen über turbulente Grenzschichten folgern, daß für diesen Grenzfall das allgemeine Zweiparameter-Problem der Stufenströmung sich wieder auf ein Einparameter-Problem reduziert (Bereich B in Bild 4.1).



5.17.a



5.17.b

Bild 5.17 : Geschwindigkeitsprofile (oben), (——— δ_1; ----- y_T; ..... y_o) und Druckverteilung (unten) an der vorspringenden Stufe nach Moss & Baker (1980) .

Wenn die Stufenhöhe H von der Größenordnung des Maßstabes u_τ/ν der wandnahen Schicht der turbulenten Grenzschicht ist, dann beschreibt statt der beiden Parameter Re_1 und Re_H nur die einzige Kennzahl

$$Re_\tau = \frac{u_{\tau P} \cdot H}{\nu} \tag{5.67}$$

den Vorgang an der Stufe, vgl. Good & Joubert (1968); Gaudet & Winter (1973); Plate (1964) .

Auch der Basisdruck bzw. der Druckwiderstand $p_\infty - p_B$ muß auf die Schubspannungsgeschwindigkeit bezogen werden :

$$C_{w\tau} = \frac{p_\infty - p_B}{(\rho/2)\, u_{\tau P}^2} = - C_{pB} \frac{U_\infty^2}{u_{\tau P}^2} = - 2 C_{pB}/C_f \tag{5.68}$$

Alle verfügbaren Meßwerte über den derart abgewandelten Basisdruckbeiwert sind in Bild 5.18.a als Funktion der in Gl. (5.66) definierten Reynoldszahl dargestellt. Für $Re_\tau < 500$ fallen tatsächlich die Meßpunkte auf einen einzigen Kurvenzug, der im Bereich $60 < Re_\tau < 500$ beschrieben wird durch die Formel (vgl. Good) bei zurückspringenden Stufen

$$C_{w\tau} = 32 \cdot \log(Re_\tau) - 12 \quad , \quad Re_\tau > 60 \quad ; \tag{5.69}$$

bei vorspringenden Stufen ist die entsprechende Formel

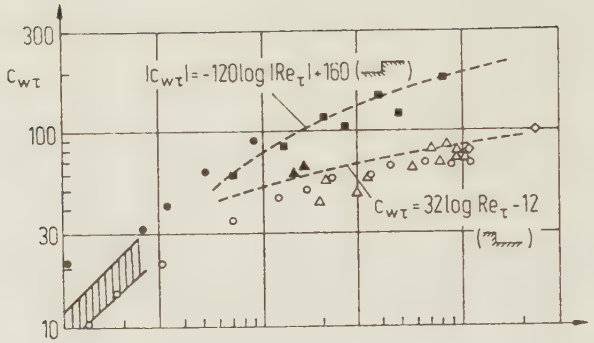
$$C_{w\tau} = -120 \cdot \log |Re_\tau| + 160 \quad , \quad |Re_\tau| > 60 \quad , \tag{5.70}$$

wobei die Stufenhöhe hier formal negativ definiert ist.

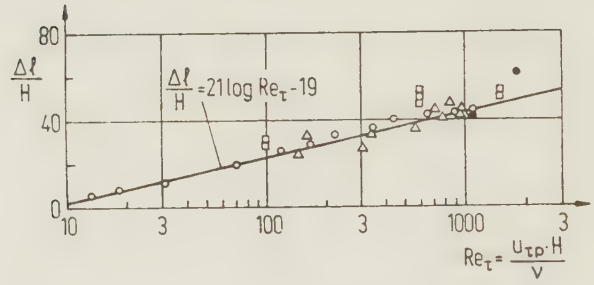
Die effektive Plattenverlängerung ist in Bild 5.18.b dargestellt. Ein analytischer Kurvenzug, der gute Übereinstimmung im Bereich $60 < |Re_\tau| < 500$ (s.o.) aufweist, läßt sich angeben mit der Gleichung :

$$\Delta l/H = 21 \cdot \log |Re_\tau| - 19 \quad , \quad |Re_\tau| > 60 \quad . \tag{5.71}$$

Mit zunehmender Reynoldszahl Re_τ, also mit dünner werdender Grenzschicht, wächst sowohl der Widerstandsbeiwert $C_{w\tau}$ als auch die relative Plattenverlängerung $\Delta l/H$.



(a)



(b)

- • ○ eigene Messungen
- ▲ △ Wieghardt
- ■ □ Gaudet, Winter
- ◇ Vasanta Ram, Wauschkuhn
- --- Ausgleichskurve nach Winter, Gaudet
- ▥ $c_{w\tau} = A\, Re_\tau$, $0{,}8 < A < 1{,}2$ nach Bild 19
- —— Ausgleichsgerade

Bild 5.18.a : Widerstandsbeiwert $C_{w\tau}$ (oben)
Bild 5.18.b : Plattenverlängerung $\frac{\Delta l}{H}$ (unten)
an vor- und zurückspringenden
Stufen bei dicken Grenzschichten

Für extrem kleine Reynoldszahlen ($Re_\delta < 10$) läßt sich mit Hilfe einer einfachen Modellvorstellung für die Strömung in Stufennähe der Zusammenhang zwischen $C_{w\tau}$ und Re_τ theoretisch ermitteln.

Innerhalb der viskosen Unterschicht einer turbulenten Grenzschicht, also für bezogene Wandabstände

$$y^+ = y\, u_\tau/\nu < 5 \qquad (5.72)$$

hat die Geschwindigkeitsverteilung in sehr guter Näherung einen linearen Verlauf. Da die Stufenhöhe klein sein soll im Vergleich zur Dicke der viskosen Unterschicht, läßt sich die Strömung in Stufennähe als Störung einer gegebenen Strömung

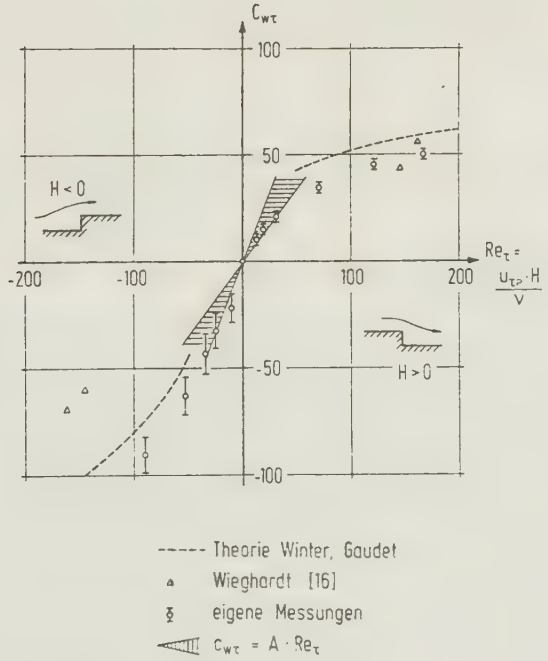


Bild 5.19 : Druckwiderstand an vor- und zurückspringenden Stufen für den Grenzfall großer Grenzschichtdicken ($Re_\tau \to 0$)

mit linearer Geschwindigkeitsverteilung betrachten. Derartige Rechnungen wurden bereits für Überschallströmungen an der Stufe von G. Inger (1974) durchgeführt.

Entsprechende Rechnungen können auch für die inkompressible Strömung durchgeführt werden. Als wichtigstes Ergebnis dieser Theorie kann festgehalten werden, daß zwischen $C_{w\tau}$ und Re_τ ein linearer Zusammenhang besteht :

$$C_{w\tau} = A \cdot |Re_\tau| \qquad \text{für } |Re_\tau| \longrightarrow 0 \quad . \tag{5.73}$$

Zur Bestimmung der Konstanten A wurden Messungen an extrem kleinen Stufenhöhen durchgeführt. Um in der Umgebung $Re_\tau \approx 0$ möglichst genaue Meßergebnisse zu erhalten, wurden auch vorspringende Stufen untersucht. Die Ergebnisse sind in Bild 5.19 dargestellt. Zum Vergleich sind auch Meßwerte anderer Autoren und die Ausgleichskurven nach Winter & Gaudet eingetragen. Danach ergibt sich für die Konstante im Rahmen der Meßgenauigkeit ein Bereich von

$$0{,}75 < A < 1{,}25 \quad . \tag{5.74}$$

Die Gerade nach Gl. 5.73 mit dem Streubereich von A nach obiger Abschätzung ist in Bild 5.18.a eingezeichnet.

5.5 ZUSAMMENFASSENDE ERGEBNISSE FÜR ECKIGE STUFENSTRÖMUNGEN

In diesem Abbschnitt werden zwei zentrale strömungsmechanische Größen, nämlich Basisdruck und Wiederanlegelänge, betrachtet. Die physikalischen Verhältnisse beim Basisdruck scheinen eindeutig zu sein. Mit zunehmender relativer Dicke der Grenzschicht an der Stufe wird der Basisdruck absolut gesehen kleiner. Dies geht bei großen Stufenhöhen sowohl aus der Analysis dieser Arbeit als auch aus den Ergebnissen des k-ε-Modells hervor (Bild 5.14.a); für kleine Stufenhöhen ist dies ebenfalls ermittelt worden (Bild 5.18.a, 5.19). Dasselbe Verhalten ist im rotationssymmetrischen Fall bei der Strömung hinter einem stumpfen Zylinder (base flow) zu beobachten (siehe Page et al., 1982). Der Hintergrund ist darin zu sehen, daß sich die kleiner werdende Stufenhöhe - immer

im Verhältnis der die Reibungsverhältnisse widerspiegelnden Grenzschichtdicke betrachtet - tendentiell in Richtung auf eine Sandrauhigkeit/Einzelrauhigkeit bewegt. Damit verschwindet H allmählich in der viskosen Unterschicht, derart daß keine "Informationen" der sich dort abspielenden Vorgänge an die Umgebung bzw. an höher gelegene Grenzschichtbereiche übermittelt werden können. Der Basisdruck geht zu Null.

Sehr uneinheitlich in der Literatur sind die Tendenzen bezüglich der Wiederanlegelänge. Die bezogene Anlegelänge ist das Verhältnis zweier geometrischer Längen, die absolut gesehen beide kleiner werden, wenn H kleiner wird. Damit ist zunächst nicht klar, wie sich der Quotient verhält. Die vielen Versuche einer tendentiellen Einordnung, die in der Literatur vorgenommen wurden, zeigen die Bilder 5.20/5.21.

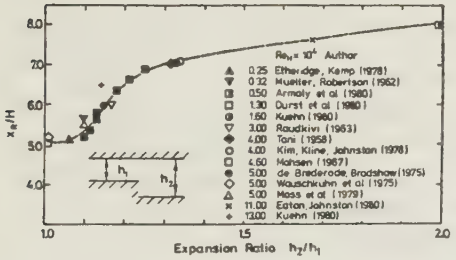


Bild 5.20.a: Einfluß des Expansionsverhältnisses auf x_R/H (nach Durst & Tropea, 1981)

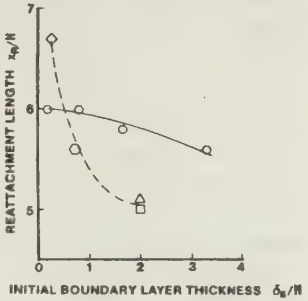


Bild 5.20.b: Mehrdeutigkeit in den Tendenzen von x_R/H (nach Eaton & Joh., 1981)

Die Problematik, die bei der Einordnung der Arbeiten vieler Autoren auftaucht, ist ausgedrückt in Bild 5.20.a. Hier wird ersichtlich, daß viele experimentelle Ergebnisse der Wiederanlegelänge bei Geometrien mit einem Expansionsverhältnis (ER≠1) erzielt worden sind. Damit geht ein dritter Parameter (Re_1, Re_H, ER) in die Überlegungen ein, der nicht ohne weiteres separiert werden kann. Die Darstellung nach (a) kann jedoch nicht zulässig sein, da gerade die Grenzschichtparameter Einfluß auf die Strömungsverhältnisse, also auch auf die Wiederanlegelänge x_R, haben. Der Vergleich verschiedener Autoren in einem Diagramm übersieht diesen Sachverhalt vollständig. Auch das gezeigte Verhalten bei

ER=1 bestätigt dies. Entgegen dem Trend des Absinkens von x_R mit ER→0 stabilisiert sich die Wiederanlegelänge bei $x_R \approx 5{,}2$ im Bereich $1 \leq ER \leq 1{,}1$. Ein weiteres Indiz für diese nicht angegebenen Abhängigkeiten ist in der Mehrfachbelegung mit Meßpunkten für ein und dasselbe ER zu erkennen. Ein weiterer Gesichtspunkt in diesem Zusammenhang ist das effektive Erweiterungsverhältnis (Kap. 5.2.4), das sich infolge der unterschiedlichen Verdrängungsdicken am Eintritt und nach der Erweiterung einstellt. Mit größer werdender Grenzschicht (Verdrängungsdicke) sinkt das effektive ER, nach dem sich Basisdruck und Wiederanlegelänge richten.

Bild 5.20.b stellt eine Aufzeichnung Impuls-Reynoldszahl gegen Wiederanlegelänge dar. Die getrichelte Kurve stellt einen Zusammenschnitt verschiedener Autoren dar. Ein Vergleich dieser Art ist nicht sinnvoll. Es würde wahrscheinlich wenig schwierig sein, durch geschickte Auswahl anderer Autoren genau die gegenteilige Tendenz zu beweisen. Dagegen ist die Meßkurve von Narayanan (ooo, 1974) sehr wichtig. Betrachtet man die weite Spanne δ/H bis 4 (entsprechend δ_1/H 0,4) und die Spreizung der Ordinate x_R/H, kann in erster Anschauung behauptet werden, daß x_R eine konstante Größe ist. Wenn bei diesem Autor überhaupt eine Abhängigkeit vorhanden ist, dann jedenfalls nur eine schwache im Gegensatz zur gestrichelten Kurve.

Kottke (1981) hat umfangreiche Messungen an zurückspringenden Stufen mit einer chemischen Methode der Stoffübertragung durchgeführt. Aus seinen Messungen ergibt sich die Wiederanlegelänge zu

$$x_R/H = B \cdot Re_1^{-0,039} \quad . \qquad (5.75)$$

Damit ist eine Abhängigkeit von der Reynoldszahl Re_H nicht gegeben, was mit den in dieser Arbeit angestellten Überlegungen nicht in Übereinstimmung zu bringen ist. Festzustellen ist, daß x_R mit dem Ort maximaler Stoffübertragung an einer Oberfläche gleichgestellt worden ist; es stellt sich die Frage, ob die Stelle maximaler Sherwood-Zahl Sh=ßH/D (ß=Stoffübergangs-, D=Diffusionskoeffizient) für alle Reynoldszahlen - wie auch immer gebildet - identisch mit dem

Wiederanlegepunkt ist. Außerdem ist es sehr problematisch, anhand der Verfärbung der angewendeten Stoffübergangsfolie die Länge x_R hinreichend genau aufzulösen. Möglicherweise ist diese Art der Messung für den reinen Strömungsfall nicht unbedingt geeignet.

Eine Auftragung $Re_{\delta 2}$ gegen x_R/H ist in Bild 5.21 dargestellt. In der Nomenklatur dieser Arbeit gilt

$$Re_{\delta 2} = Re_H \cdot \delta_{2p}/H \quad . \qquad (5.76)$$

Obwohl Bild 5.21 mit einer Erweiterungsgeometrie ER=1,7 von Eaton & Johnston (1981) erzielt worden ist, soll es hier zum Vergleich mit dieser Arbeit herangezogen werden. Diese vorliegende Arbeit stellt die Fortsetzung des Bildes 5.21 zu größeren Impuls-Reynoldszahlen dar. Die Linien mit konstantem Re_H waren bereits in Bild 4.1 zu finden.

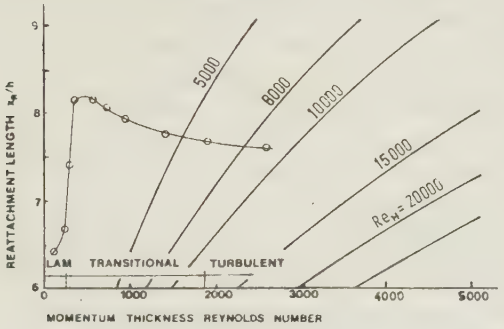


Bild 5.21 : Einfluß von $Re_{\delta 2}$ auf x_R/h (nach Eaton, 1981)

Diese Arbeit gibt eine ansteigende Tendenz der Anlegelänge mit wachsender relativer Grenzschichtdicke wieder. Analysis und k-ε-Modell zeigen dies. Die physikalische Begründung ist dieselbe wie in Absatz 1 dieses Unterkapitels. Wird δ_2 größer im Verhältnis zur Stufenhöhe H, ist die Außenströmung, aus der die Grenzschicht den Impuls bezieht, weiter weg von der festen Wand. Damit hat auch der Informationsfluß einen weiteren Weg zurückzulegen. Daraus resultiert eine größere Wiederanlegelänge x_R in gleichem Maße, wie der Basisdruck absolut sinkt :

$$|c_{pB}| \sim (x_R/H)^{-1} \qquad (5.77)$$

Die Bedeutung der Stufe (d.h. der Störung durch die Stufe) auf die Strömung nimmt mit der Wirkung der Grenzschicht infolge ihrer Dicke ab.

6. ABLÖSENDE STRÖMUNGEN AN STETIG GEKRÜMMTEN WÄNDEN (NICHT FIXIERTER ABLÖSEPUNKT)

Im Kapitel 5 wurden Strömungen behandelt, deren Ablösung allein durch die Geometrie, nicht jedoch durch das damit hervorgerufene Druckfeld erzwungen wurde. Hier werden Strömungen beschrieben, die durch sanfte Konturänderungen bzw. -krümmungen und das erst dadurch hervorgerufene Druckanstiegsgebiet in Ablösungsnähe bzw. zur Ablösung gebracht werden. Typische Beispiele dafür sind Tragflügelgeometrien (auch mit Anstellwinkel), nichtgerade und gerade Diffusoren (glatte, aber divergente Wände), Düsen oder Rohrkrümmer.

6.1 ÜBERSICHT ÜBER DIE LITERATUR

a) Problematik

"Es besteht allgemeine Übereinstimmung, daß das Problem ablösender und wiederanlegender Strömungen eines der schwierigsten Probleme in der numerischen Strömungsmechanik ist. Die Notwendigkeit genauer Vorhersage für Strömungen mit derartigen Bereichen ist durch die wachsenden Anforderungen an die technische Leistungsfähigkeit verstärkt worden. Es ist ebenfalls unbestritten, daß die Navier-Stokes-Gleichungen die beste mathematische Beschreibung des vollständigen Strömungsfeldes einschließlich abgelöster Gebiete darstellt." (Zitat: Arieli & Murphy, 1980). Häufig scheidet wegen der Kompliziertheit und Komplexität der Vorgänge die Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen jedoch aus oder kommt wegen der Beschränkung in den Rechenanlagen nicht in Betracht. Die veröffentlichten Beispiele für Navier-Stokes-Rechnungen bestätigen nur die restriktiven Randbedingungen, unter denen Lösungen erzielt werden können (z.B. Baldwin & Lomax, 1978: "dünne" Reibungsschichten). Die Lösung von Problemen dieser Art liegt in der Anwendung von Approximationen und der Aufstellung von Strömungsmodellen. An erster Stelle zu nennen ist das Grenzschichtkonzept, das eine "angemessene Beschreibung der Strömung im Verhältnis zu Navier-Stokes-Lösungen

bei vergleichbarer Genauigkeit ermöglicht". Ein wesentliches Hilfsmittel stellt dabei die experimentelle Strömungsmechanik zur Verfügung. Sie ist als erste in der Lage und aufgerufen, Verhaltensweisen wichtiger strömungsmechanischer Zustandsgrößen zu beschreiben und damit einen Ansatzpunkt in Richtung der Vereinfachung von mathematischen Gleichungen zu geben. Gerade auf diesem Teilgebiet der Strömungsmechanik sind Berechnungsverfahren von empirischen Erkenntnissen abhängig. Wesentliche Dienste leistet dabei die Laser-Doppler Velocimetrie, die in der Lage ist, eindeutig abgelöste Geschwindigkeitsprofile sowohl hinsichtlich des Mittelwertes als auch hinsichtlich aller Schwankungskomponenten aufzulösen. R.L. Simpson (1981) gibt in einem kürzlich erschienenen Aufsatz einen phänomenologischen Überblick (review) über turbulente Ablösungen. Er geht auf fünf wichtige Aspekte, nämlich Terminologie (siehe Kap. 3), Meßwesen, Modellierungen, Unstetigkeitseffekte und Beeinflussung der abgelösten Strömung ein. Tagungen, wie z.B. EUROMECH 148 (siehe Herwig & Brown, 1982), und übergeordnete Koordinierungsgruppen (z.B. STAB, 1979) unterstreichen die Aktualität und Notwendigkeit des Austausches von Informationen.

Allen Lösungsverfahren gemeinsam ist die Erkenntnis, daß die Voraussetzung dünner Reibungsschichten nicht gegeben ist. Dies ist insbesondere im Gebiet der Ablösung selbst, wo die Koordinate y_T als Trennstromlinie zusätzlich zur Verdrängungsdicke beträchtliche Werte erreicht, und im Bereich hinter der Ablösung der Fall, wo die Verdrängungsdicke δ_1 allein schon große Werte erzielt. Nichtsdestoweniger ist das Grenzschichtkonzept bei Vorliegen begrenzter Ablösegebiete vermutlich anwendbar. Diese Dickenwirkung der Reibungsschichten beeinflußt die reibungsfreie Außenströmung im selben Maße, wie die Außenströmung wieder die wandnahe Strömung beeinflußt. Dieser Vorgang wird viskose Wechselwirkung genannt.

Eine zweite Problematik taucht bei der Anwendung "konventioneller" Grenzschichtrechnungen auf. Der auf die Reibungsschicht einwirkende Druckanstieg bewirkt ein stetiges Abfallen der Wandschubspannung bis zum Ablösepunkt, an dem

die Wandschubspannung verschwindet und stromabwärts negativ wird. Die "konventionelle" Grenzschichtrechnung ist lediglich in der Lage, bis höchstens zu diesem Punkt zu rechnen. Mit der Wandschubspannung $C_f \rightarrow 0$ strebt in der Grenzschichtgleichung die Verdrängungsdicke δ_1 bzw. der Formparameter H_{12} gegen unendlich, d.h. die Numerik versagt dort. In praxi wird die Rechnung abgebrochen, sobald das anwachsende H_{12} einen Grenzwert überschreitet (siehe dazu Kap. 6.3). Man muß demnach in diesem Bereich eine andere Strategie anwenden.

b) Klassifizierung der Methoden

Auf einige wichtige Wege zur Berechnung abgelöster Strömungen soll anhand von Beispielen eingegangen werden.

Zur Vermeidung der Singularität im Ablösebereich können drei grundsätzlich verschiedene Organisationsschemata der Rechnung angewendet werden. Diese sind prinzipiell auch zutreffend und üblich für nicht ablösende, jedoch wechselwirkende Grenzschichten. Skizze 6.1 zeigt die Möglichkeiten.

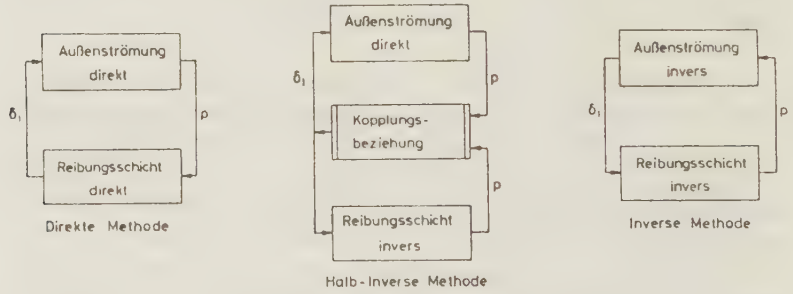


Bild 6.1 : Organisationsschemata zur Lösung interaktiver Grenzschichtproblematiken

I) Direkte Methoden

Der in der Grenzschichttheorie übliche "konventionelle" Lösungsweg ist die direkte Methode. Sie beruht auf einer direkten reibungsfreien Lösung des Strömungsfeldes in Verbindung mit einem direkten Grenzschichtverfahren (siehe Bild 6.1, links). Im Wege eines hierarchischen Iterationsprozesses wird die Lösung ermittelt. Reibungsfreie Theorie reprä-

sentieren zum Beispiel Singularitätenverfahren oder das sogenannte Hilbert-Integral (Kap. 5.2). Das Ergebnis, die Außengeschwindigkeitsverteilung U_a bzw. der Druck C_p, ist die Eingabe für ein Grenzschichtverfahren, dessen Ergebnis, die Verdrängungsdickenverteilung, wiederum als Eingabe für die reibungsfreie Theorie dient. Die Anwendung dieser Methode für nicht abgelöste Grenzschichten wird im folgenden Kapitel 6.2 gezeigt. Bei abgelösten Grenzschichten muß die Berechnung der Reibungsschicht bereichsweise erfolgen. Stromabwärts des Ablösungspunktes bis zum Wiederanlegepunkt muß eine gesonderte Rechnung im Sinne eines "Blasenkonzeptes" zur Vermeidung der singulären Stellen durchgeführt werden. Stromabwärts des Wiederanlegepunktes ist hingegen wieder Grenzschichttheorie unter Berücksichtigung relaxierender Geschwindigkeitsprofile anwendbar.

Jacob (1976) hat eine solche synthetische Methode auf Tragflügelprofile angewendet. Das Totwasser wird innerhalb der Potentialströmung unter Gleichdruckbedingung als Konturbestandteil simuliert, wobei für die einzelnen Elemente der Potentialtheorie vom Superpositionsprinzip Gebrauch gemacht wird. Der Ablösungspunkt resultiert aus der Grenzschichtrechnung auf der Basis eines Formparameterkriteriums. Butter & Williams (1981) schlagen ebenfalls ein modulares Konzept (modular approach) für Mehrelement-Tragflügelprofile vor, deren einzelne Regionen durch einen iterativen Prozeß verschmolzen werden.

Die direkte Methode wird von Assassa & Papailiou (1979) angewendet. Sie benutzen ein Zwei-Gleichungs-Integralmodell als Grenzschichtbeschreibung (Energiegl., Impulsgl.), in der nach geeigneter Umwandlung mit Hilfe halbempirischer Funktionen die Variablen Schubspannung C_f und Formparamter H_{12} nicht mehr explicit erscheinen. Dadurch wird am Punkt S singuläres Verhalten vermieden; alle Variablen verhalten sich gutmütig.

II) Indirekte Methoden, inverse Grenzschichtrechnung

Die genaue Umkehrung der ersten Methode ergibt das indirekte oder voll inverse Verfahren, dessen Abhängigkeit wiederum

hierarchisch ist. Als reibungsfreie Rechnung kommt hier in erster Linie die Umkehrung des Hilbert-Integrales in Frage (siehe Kap. 5.2, Funktion dF/dX). Es handelt sich dann um eine linearisierte Theorie. Eingabevektor für den reibungsfreien Teil der Rechnung ist die Druckverteilung; das Ergebnis ist die effektive Kontur. Umgekehrt dient die Kontur (bzw. Verdrängungsdicke) als Eingabe für ein inverses Grenzschichtverfahren. Inverse Grenzschichtverfahren sind dadurch gekennzeichnet, daß nicht die Druckverteilung als Randbedingung vorgegeben wird, sondern entweder die Wandschubspannungsverteilung oder die Verdrängungsdicke; das Resultat ist die Druckverteilung. Diese Druckverteilung dient als Eingabe für das reibungsfreie Verfahren (siehe Bild 6.1, rechts). Catherall & Mangler (1966) haben als erste für laminare Grenzschichten gezeigt, daß mit dem Wechsel abhängiger/unabhängiger Variablen über den Punkt $\tau_w=0$ hinausgerechnet werden kann. In den folgenden Jahren erschienen dann weitere inverse, auch turbulente Grenzschichtverfahren. Von grundlegender Bedeutung sind die Arbeiten von Carter & Wornom (1975, "turbulent inverse technique"), Carter (1978(1), "a new prescribed displacement thickness procedure") und Carter (1978(2), Kopplungsbeziehung), in denen dem Grenzschichtverfahren die Verdrängungsdicke vorgeschrieben wird. Kuhn & Nielsen (1973) schreiben in ihrem Verfahren die Wandschubspannungsverteilung vor. Cebeci & Bradshaw (1977) führen eine sogenannte "Mechul function approach" ein, das ist die Behandlung des als nicht trivial angenommenen transversalen Druckgradienten als zusätzliche Unbekannte mit dem Ergebnis, eine weitere Randbedingung erfüllen zu können.

Fast alle inversen Näherungen arbeiten mit der FLARE genannten Vereinfachung (benannt nach Flügge-Lotz & Reyhner, 1968), die den Typ der Grenzschichtgleichung als parabolisch (bezogen auf die Anströmrichtung) konserviert. Der Typenwechsel in der Impuls-Grenzschichtgleichung ergibt sich durch den Vorzeichenwechsel des führenden Konvektionsterms $\bar{u}\cdot\partial\bar{u}/\partial x$. Der parabolische Charakter kann wiederhergestellt werden, wenn dieser Term in den Gebieten willkürlich zu Null gesetzt wird, in denen Rückströmung auftritt (sobald also $\bar{u}<0$ vorliegt). Für kleine Rückstromgebiete stellt FLARE eine

sehr gute Näherung dar; ist eine Lösung mit FLARE erzielt worden, können mehr genauere Ergebnisse durch Rückinstallierung von $\bar{u} \cdot \partial \bar{u} / \partial x$ ermittelt werden.

Die voll inverse Methode in der zuletzt beschriebenen Weise ist von Herwig (1981) für den durchgängig laminaren Zustand der Strömung angewendet worden. Die beiden Säulen der Rechnung sind die Umkehrung des Hilbert-Integrales für den reibungsfreien Teil und die (asymptotische) Triple-deck Theorie in der FLARE-Beziehung für den Grenzschichtabschnitt der Strömung.

Carter & Wornom (1975) behandeln die turbulente Strömung. Der inverse reibungsfreie Teil wird durch Hilbert-Integrale beschrieben. Die Konvergenzqualitäten sind jedoch gering, so daß sich diese Technik nicht durchsetzen konnte.

Eine Sonderstellung neben den N-S Gleichungen nehmen in diesem Zusammenhang die elliptischen Differentialgleichungen ein, wie sie auch bereits in Kapitel 5.2.5 dieser Arbeit angewendet worden sind. In diesem System braucht formal nicht zwischen Außen- und Grenzschichtströmung unterschieden zu werden; deshalb kommen Wechselwirkungsmethoden nicht zur Anwendung. Jedoch können die entsprechenden Impulsgleichungen auch hier invers behandelt und FLARE angewendet werden. Die Arbeit von Cebeci & Khalil & Whitelaw (1979) macht hiervon bei einem k-ε-Turbulenzmodell nach dem Code von Gosman & Pun (1974) Gebrauch. Die Geometrie ist hier allerdings beschränkt auf den ebenen Plattenfall bzw. die ebene Plattenströmung, die unter dem Einfluß eines aufgeprägten Druckgradienten Ablösung aufweist (Messfall von Simpson, 1977).

III) Halb-inverse Methoden

III,1) Übersicht über bestehende Methoden

Das Schwergewicht heutiger interaktiver Grenzschichtmethoden, zumindest die Anzahl betreffend, liegt eindeutig auf dem Gebiet semi-inverser Organisation der Rechnung (Mittelteil von Skizze 6.1). Der Vorteil liegt zunächst auf der Hand. Man kann Gebrauch machen von nicht linearisierten

Standardverfahren zur Lösung der Außenströmung, z.B. Singularitätenmodell (Martensen), Panelverfahren, usw. einerseits; andererseits stehen zunächst Ansätze der oben beschriebenen Art für die Lösung der Reibungsschicht zur Verfügung. Solche Arbeiten sind: Carter (1978(1),1978(2)); Pletcher (1978); Whitfield et al. (1980); Arieli & Murphy (1980); Thiede et al. (1981); LeBalleur (1981); P.D. Smith (1981); Veldman (1981); Gordon & Rom (1981). Die Charakteristika dieser Untersuchungen sind tabellarisch folgende:

PLETCHER (1978): Der Autor untersucht fünf unterschiedliche Turbulenzmodelle. Physikalisch zutreffende Ergebnisse liefert ein "einfaches" auf einer algebraischen Gleichung und auf mittleren Strömungsgrößen basierendes Gleichungssystem.

ARIELI & MURPHY (1980): Das Verfahren wird als pseudo-direkt eingestuft; dies ist dahingehend zu deuten, daß in den Grenzschichtgleichungen zwar der Druck vorgeschrieben ist (=scheinbar direkt), das Lösungsschema dennoch vom inversen Typ ist.

THIEDE et al. (1981): Das Verfahren von Thiede basiert auf dem Carterschen und benutzt hinsichtlich der Formulierung der Grenzschichtgleichungen Geschwindigkeitsprofile für alle Bereiche der Strömung; dies führt auf den Einsatz verschiedener Formparameter und deren Relation untereinander in den Gleichungen für Impuls und Energie (moment-of-momentum). Er untersucht verschiedene Kopplungsbeziehungen und deren Konvergenzverhalten.

WHITFIELD et al. (1980): Das Autorenteam benutzt die zeitabhängigen Euler Gleichungen (finites Differenzenschema) für transsonische und inkompressible Zustände. Es wird eine Profilfamilie für alle Bereiche der Strömung verwendet. Zentrale Bedeutund hat die Annahme einer eindeutigen Abhängigkeit der Wandschubspannung $C_f \gtrless 0$ vom Formparameter H_{12} für sämtliche Strömungszustände.

SMITH (1981): Es wird eine "lag entrainment" Methode nach dem Greenschen Modell verwendet. Für die unterschiedlichen Bereiche der Strömung werden unterschiedliche Familien von Geschwindigkeitsprofilen und Schubspannungsprofilen herangezogen, die in ihrem jeweiligen Definitionsbereich im Gleich-

gewicht und untereinander selbstähnlich sind.

GORDON & ROM (1981): Es handelt sich um eine gemischte direkte/inverse Grenzschichtbetrachtung für den jeweils anliegenden bzw. abgelösten Teil. Es sind unterschiedliche Kopplungsbeziehungen mit der Außenströmung wirksam. Die Lösung ist stetig auch im Bereich des Nulldurchganges der Wandschubspannung.

III,2) Iterationsvorschrift

Die Skizze 6.1 (Mitte) zeigt, daß eine dritte Beziehung, die Kopplungsbeziehung, notwendig ist, den "Datenkreislauf" der Wechselwirkung aufrecht zu erhalten. Die beiden Verteilungen der Außengeschwindigkeiten, die während der Iteration unterschiedlich sind, müssen derart kombiniert - gekoppelt - werden, daß für die einzugebende Verdrängungsdickenverteilung eine Korrektur in die richtige Richtung resultiert.

LeBalleur (1981) wendet eine mittelbare Kopplung bezüglich der Verdrängungsdicke unter Zwischenschaltung des Winkels Θ_1 der Verdrängungslinie mit der Kontur an der Stelle $y = \delta_1(x)$ an. Die Gleichung für den neuen Strömungswinkel Θ_1 ist:

$$\Theta_1^{n+1} = \Theta_1^n + \omega \left[\left(\frac{1}{U_a} \frac{dU_a}{dx} \right)^n_{VIS} - \left(\frac{1}{U_a} \frac{dU_a}{dx} \right)^n_{INV} \right] \qquad (6.1)$$

dabei sind n der Iterationszähler, ω der lokale Relaxationsparameter zur Erzielung eines besseren Konvergenzverhaltens ($\omega < 1$, Näheres in Kap. 6.2)), VIS bezeichnet den viskosen (Grenzschicht) und INV den reibungsfreien Teil der Außenströmung. Die bereichsweise Berücksichtigung der Störungsausbreitung am Kopplungsrand findet ihren Ausdruck in der Verwendung der Ableitungen (dU_a/dx) in dieser Kopplungsbeziehung. Über die integrale Kontinuitätsgleichung

$$\Theta_1 = d\delta_1/dx \qquad (6.2)$$

findet dann die Kopplung von Grenzschichtrechnung und Außenströmung statt (siehe Bild 6.1, Mitte).

Carter (1978(1)) führt eine rein lokale Kopplung über den Außengeschwindigkeitsquotienten durch, ohne die jeweiligen benachbarten Punkte zu berücksichtigen:

$$\delta_1^{n+1}(x) = \delta_1^n(x) \frac{u_{a\,VIS}(x)}{u_{a\,INV}(x)} \tag{6.3}$$

Zur Verbesserung der Konvergenz führt auch Carter eine zusätzliche Relaxation der Form

$$\delta_1^{n+1}(x) = \delta_1^n(x) + \omega \cdot \delta_1^n(x) \left(\frac{u_{a\,VIS}}{u_{a\,INV}} - 1\right) \tag{6.4}$$

ein. Für $\omega=1$ geht sie in die Ursprungsform zurück. Der Quotient viskose/reibungsfreie Geschwindigkeit erscheint sinnvoll unter physikalischen Gesichtspunkten. Wird in die Rechnung eine zu kleine Verdrängungsdicke eingegeben, ergibt sich aus den Grenzschichtgleichungen eine zu große Außengeschwindigkeit und aus der reibungsfreien Rechnung eine zu kleine Geschwindigkeit. Der Quotient wird größer als 1 und die Kopplungsbeziehung schreibt eine größer vorzugebende Verdrängungsdicke vor. Bei Betrachtung des integralen Impulssatzes ergibt sich die Größenordnung für den Relaxationsparameter

$$\omega \approx H_{12} + 2 \tag{6.5}$$

Das heißt, bei dieser Methode ist sogar Überrelaxation anwendbar, die zu einer Beschleunigung des Iterationsprozesses führt. In Kapitel 6.4 wird ein integrales Verfahren dieser Art angewendet, das die Kopplungsbeziehung nach Carter benutzt.

6.2 STRÖMUNGEN IN ABLÖSUNGSNÄHE

In den folgenden Teilen dieses Kapitels wird in Anlehnung an die Stufengeometrie des Kap. 5 eine Geometrie untersucht (Bild 3.1 unten), von der unterstellt wird, daß sie typische und universelle Eigenschaften hat. Es sind zwei parallele ebene Platten mit einer Höhendifferenz zueinander und einem kontinuierlich ausgebildeten Übergangsstück. Damit

liegt als Grundströmung wiederum die Plattenströmung vor, alle Abweichungen von Plattenwerten lassen sich somit auf die Höhendifferenz bzw. auf das Übergangsstück zurückführen. An dieses Übergangsstück werden besondere Anforderungen gestellt. Um spontane Ablösung zu vermeiden, muß es knick- und sprungfrei sein. Außerdem wird verlangt, daß die Krümmung kontinuierlich verläuft. Das Polynom 5. Grades kann diese Bedingungen erfüllen. Werden mit dem Index "*" die Konturkoordinaten bezeichnet (siehe Bild 3.1), hat man folgende 6 Randbedingungen für das Übergangsstück der Länge L und der Höhe H :

$$\begin{aligned} y^*(0) &= H \quad ; \quad y^*(L) = 0 \\ y^{*\prime}(0) &= 0 \quad ; \quad y^{*\prime}(L) = 0 \\ y^{*\prime\prime}(0) &= 0 \quad ; \quad y^{*\prime\prime}(L) = 0 \end{aligned} \tag{6.6}$$

Damit lautet die Konturgleichung :

$$y^*/H = -6(x^*/L)^5 + 15(x^*/L)^4 - 10(x^*/L)^3 + 1 \quad , \tag{6.7}$$

wobei die Koordinate x* im Bereich

$$0 \leq x^* \leq L \tag{6.8}$$

definiert ist und vom Beginn der Konturänderung an zählt. Für die übrigen Bereiche der Gesamtgeometrie gilt :

$$\begin{aligned} y^* &= H \quad \text{für} \quad x^* = 0 \\ y^* &= 0 \quad \text{für} \quad x^* = L \quad . \end{aligned} \tag{6.9}$$

An den Stoßstellen zwischen Platten und Übergangsstück x*=0 und x*=L ist damit Knickfreiheit und Krümmungsgleichheit garantiert. Dieses ist sowohl für Messungen (Ablösungsgefahr bei Knicken) als auch für z.B. potentialtheoretische Berechnungen unbedingt notwendig.

Für die oben gewählte Kontur gilt das Diagramm 4.1. Geometrisch-kinematisch ist die Strömung durch die Kennzahl Re_1 der Rücklage von der (fiktiven) Vorderkante bestimmt. Die beiden übrigen Kennzahlen des Problems sind in der Konturgleichung enthalten und über eine Wahl der Parameter Niveaudifferenz H und Konturlänge L in weiten Grenzen frei

einstellbar. Diese Art der Kontur ist als Modellfall für vergleichende Messungen und Rechnungen zur Klärung verschiedener Ablösungsphänomene vorstellbar.

Spielt man die Parameter durch, erhält man folgende Liste mit daraus resultierenden Strömungsformen :

$$
\begin{aligned}
H &\to 0 \;:\; \text{Platte} \quad (L \text{ beliebig}) \\
L &\to 0 \;:\; \text{Stufe} \quad (H \text{ endlich}) \\
L &\to \infty \;:\; \text{Platte} \quad (H \text{ endlich}) \\
H &\gg L \;:\; \text{Stufe mit Fasenkante} \\
H &\to \infty \;:\; \text{freie Strahlgrenze}
\end{aligned}
\tag{6.10}
$$

Im Sinne dieser Arbeit sind jedoch unter dem Gesichtspunkt der erwünschten Effekte nur bestimmte Bereiche der Parameter zulässig. Um in etwa einen Rahmen abzustecken und dem Leser ein Gefühl für die Geometrie zu geben, sei ein grober Bereich von $2 \leq L/H \leq 10$ angegeben. Dabei ist grundsätzlich davon auszugehen, daß man beim Abfahren dieses Parameterbereiches alle Formen von voll anliegender, gerade ablösender und sogenannter stark ablösender Strömung erzielen kann. Ein deshalb sinnvolles Konzept ist die Ermittlung der Grenzen des Auftretens der einzelnen Formen.

6.2.1 MESSUNGEN

Zur Durchführung von Messungen stellt sich dem Experimentator unter den gerade erwähnten Aspekten die Konstruktionsaufgabe. Es müssen also chronologisch gesehen zunächst Berechnungen angestellt werden, um zu einer Auslegung der Geometrie zu kommen, die die gewünschte Strömungsform liefert.

Für die Experimente wurde genau das in Bild 5.1 vorgestellte Plattensystem benutzt. In die Stufenecke wurde ein exakt gefrästes Einsatzstück eingepaßt, das in seiner Form jeweils der gewünschten Kontur entsprach. Senkrecht zur Oberfläche wurden statische Druckmeßbohrungen angebracht, die, um eine engere Staffelung zu erzielen, in mehreren pa-

rallelen Reihen um die Mittelebene herum versetzt angeordnet waren. Im folgenden wird ein Beispiel nichtablösender Strömung mit den Parametern $Re_H=1,8\cdot10^4$; $Re_l=1,1\cdot10^6$; $H/L=0,17$ erläutert. In diesem speziellen Fall wurde lediglich die Druckverteilung an der Wand ermittelt. Durch Anwendung der Technik der Strömungssichtbarmachung mittels Rauch wurde an zahlreichen Stellen kontrolliert, ob die gewünschte voll anliegende Strömung erzeugt wurde.

6.2.2 DIE PRANDTL-LÖSUNG

Will man die Frage klären, ob eine Strömung ablöst oder nicht, muß man, wenn man nicht das Experiment heranzieht, den reibungsbehafteten Teil der Strömung berechnen. Dies bedeutet, daß man die Grenzschicht berechnen muß. Informationen, die man bei einer Grenzschichtrechnung vorgeben muß, sind die Werte am Anfangspunkt der Berechnung und die Außengeschwindigkeits- oder Wanddruckverteilung. Ein Weg, diese zu ermitteln, ist in Kap. 5.2.4 für den linearisierten Fall bei Vorhandensein schlanker Geometrien erläutert worden. In der dort beschriebenen einfachen Form ist der Druck nur abhängig von der Konturseigung y*' und nicht vom Konturwert y* selbst (Hilbert-Integral). In diesem Kapitel wird zur Ermittlung der Druckverteilung ein Singularitätenverfahren angewendet, das den jetzt vorliegenden nicht schlanken Konturen H=O(L) Rechnung trägt. Das Verfahren beruht auf einem Vorschlag von Martensen (1959). Das Strömungsfeld wird durch Überlagerung aus Anströmung und Wirbelverteilung längs der Körperkontur (gegebenenfalls fiktiv) simuliert. Auf der Innenseite der Kontur herrscht Ruhe. Die Theorie, die sich verschiedener Elemente der Potentialtheorie bedient und die kinematische Strömungsbedingung an der Wand erfüllt, führt auf eine sogenannte Fredholm'sche Integralgleichung zweiter Art, deren Kern nicht singulär ist. Diese Beziehung, die durch Diskretisierung in eine gewünschte Anzahl von Aufpunkten zu einem Gleichungssystem mit eben so vielen linear unabhängigen Gleichungen führt, läßt sich durch Anwendung von Standard-Lösungsverfahren (z.B. Gauss-Algorithmus) lösen. Als Ergebnis erhält man die Zirkulationsverteilung

längs der Körperkontur und damit die Geschwindigkeits- bzw. Druckverteilung, die den gewünschten Eingabevektor für ein Grenzschichtverfahren bildet.

Die Grenzschicht selbst wird durch ein Charakteristikenverfahren von Bradshaw & Unsworth (1974) berechnet, das x-Impuls- und Kontinuitätsgleichung benutzt und zur Schließung des Systems eine Gleichung für die turbulente kinetische Energie k verwendet.

Als Prandtl-Lösung des Strömungsfeldes werden nunmehr diejenigen Ergebnisse bezeichnet, die unter der Annahme dünner Grenzschichten und damit verschwindender Rückwirkungen auf die Druckverteilung selbst zustande kommen. Für die Berechnung bedeutet dies, daß nach Vorgabe der Konturkoordinaten die Außengeschwindigkeitsverteilung mit Hilfe des Martensen-Verfahrens ermittelt und damit eine Grenzschichtrechnung durchgeführt wird. Je nach Parametervorgabe kann das Ergebnis eine voll anliegende oder eine Strömung mit Ablösungspunkt sein.

6.2.3 DIE VISKOSE WECHSELWIRKUNG

Die Prandtl-Lösung kann immer nur der erste Schritt in Richtung zum richtigen physikalischen Ergebnis sein. Da jede Grenzschichtrechnung einen endlichen Wert der Verdrängungsdicke längs der Wand ergibt, muß diese Verteilung in ihrer Gesamtheit auch Einfluß auf die Druckverteilung haben. Die geänderte Druckverteilung ihrerseits ergibt geänderte Grenzschichtergebnisse. Diese gegenseitige Beeinflussung wird viskose Wechselwirkung genannt; und zwar wird unterschieden in die schwache und die starke Wechselwirkung.

Bei schwacher Wechselwirkung (bezogen auf den Verdrängungseffekt) bleiben die während der Rechnung erhaltenen Lösungen bestehen (siehe Skizze 6.2, links). Die Lösung ergibt sich als Summe der einzelnen Schritte, die mit jeweils wachsender Potenz eines Störparameters $\varepsilon << 1$ gewichtet werden. Jeder weitere Schritt (sogenannte höhere Ordnung) bringt

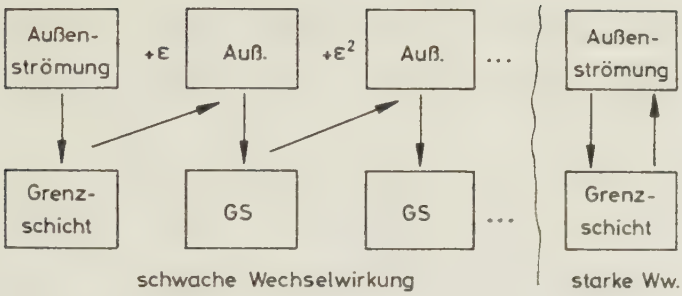


Bild 6.2 : Der Begriff der schwachen (links) und der starken viskosen Wechselwirkung (rechts)

eine immer schwächer werdende Korrektur an der vorher ermittelten und unverändert übernommenen Lösung an. Die Struktur der Lösung erlaubt es, auch nachträglich noch die einzelnen Ordnungen zu erkennen.

Bei den hier behandelten Fällen in Ablösungsnähe tritt die sogenannte starke Wechselwirkung (Skizze 6.2, rechts) auf. Dies bedeutet, daß die jeweils erzielte Lösung (Zwischenlösung) durch eine neue Lösung vollständig ersetzt wird. Im nachhinein kann man den Verdrängungseffekt in der Lösung nicht mehr erkennen. Es ergibt sich folgendes Lösungsschema:

1.) y^* als Vorgabe der Kontur

2.) $U_a^n(x)$ bzw. $C_{pw}^n(x)$ aus Martensen-Verfahren

3.) $\delta_1^n(x)$ aus Grenzschicht-Rechnung

4.) $y^{*n+1}_{eff} = y^* + \delta_1^{n+1}$

5.) Rücksprung zu Ziffer 2.) falls $y^{*n+1}_{eff} \neq y^*$

Der Zähler "n" bezeichnet das Ergebnis der jeweils letzten Rechnung; der Index "eff" weist auf die für die Außenströmung maßgebende effektive Kontur hin. In der Durchführung wird der Rücksprung, der anhand des Vergleiches effektiver

Konturkoordinaten erfolgt, storniert, wenn eine Konvergenzbedingung erfüllt ist. Diese Bedingung ist:

$$\left| \frac{y^{*n+1}_{eff}(x)}{y^{*n}_{eff}(x)} - 1 \right| \leq \varepsilon << 1 \quad \text{für alle Feldelemente ,} \qquad (6.11)$$

wobei ε eine Zahl im Bereich 10^{-3} ist. Die Rechnung zeigt, daß die Strategie in dieser Form nicht konvergiert. Innerhalb des Iterationsschems muß Unterrelaxation angewendet werden. Die geänderte Anweisung für Schritt 4.) ist damit:

$$y^{*n+1}_{eff} = y^{*} + \omega \cdot \delta_1^n + (1-\omega)\delta_1^{n+1} \quad , \omega < 1 \quad . \qquad (6.12)$$

Der Relaxationsfaktor ω =0,9 z.B. bedeutet, daß beim nächsten Durchlaufen der Schleife der alte Wert der Verdrängungsdicke zu 90% und der aktuelle Wert zu nur 10% Verwendung findet.

6.2.4 ERGEBNISSE UND WERTUNG

Im folgenden Bild 6.3 werden alle Ergebnisse für die Parameterkombination des Meßfalles dargestellt. Bild 6.3.a (Wanddruck) zeigt gute Übereinstimmung zwischen Messung und physikalisch richtiger Rechnung. Die Prandtl-Lösung weicht dem gegenüber stark ab. Sie weist bedeutend größere Extremwerte auf. Die Grenzschicht müßte dieser Lösung zufolge einen 50% größeren Druckanstieg mitmachen. Da die physikalische Strömung ohnehin in Ablösungsnähe liegt, ist einsichtig, daß die folgende Grenzschichtrechnung (siehe Bildteile (b) und (c)) im Bereich des steilsten Druckanstieges scheitert. Die Kurven sind deshalb nur zu einem Teil vorhanden. Aus diesem Ergebnis der Prandtl-Lösung wird offenbar, daß der Iterationslaufplan, wie er vorne beschrieben wurde, nicht in Gang kommt. Es fehlt eine vollständige Verteilung von $\delta_1(x)$. Aus diesem Grunde muß auch Punkt 1.) geändert werden mit der Wirkung, daß das Martensen-Verfahren schwächere Gradienten des Druckes liefert. D.h. man muß eine möglichst gute und gutmütige Schätzung für eine δ_1-Verteilung von vornherein zur Verfügung haben (Näheres dazu wird bei der Erläuterung von Diagramm 6.4 gegeben.).

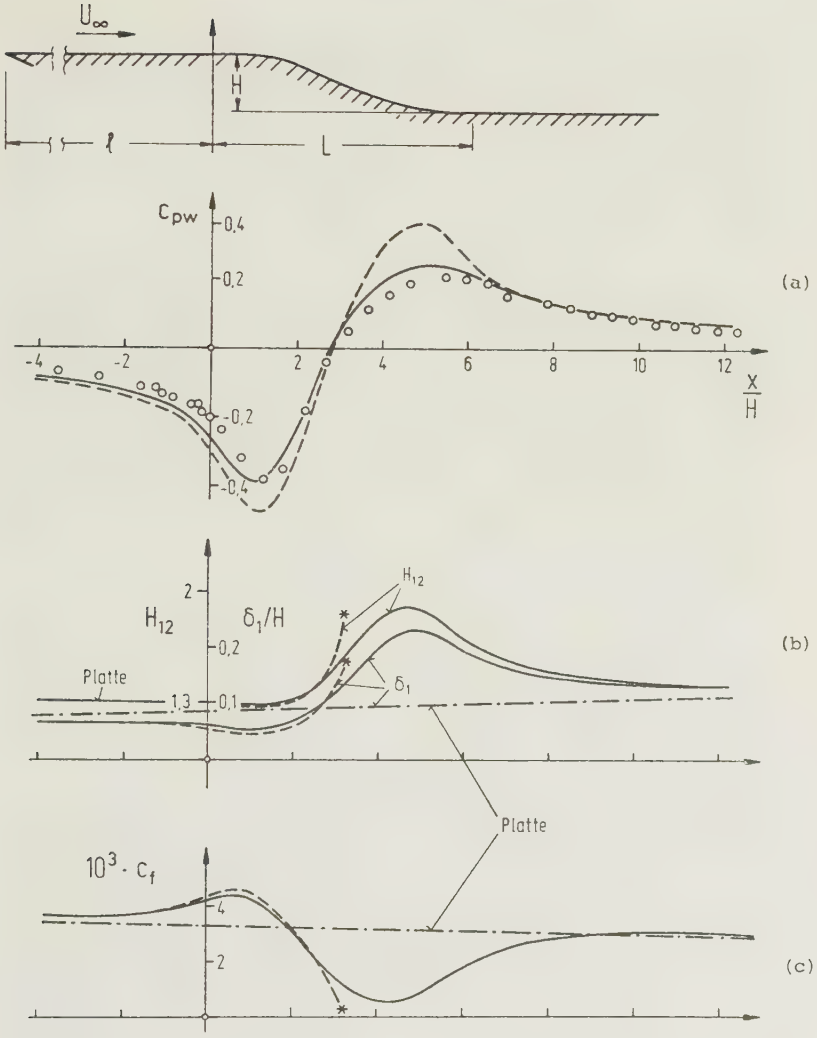


Bild 6.3 : Viskose Wechselwirkung der Strömung in Ablösungsnähe an der weichen zurückspringenden Stufe; $Re_1 = 1{,}1 \cdot 10^6$; $Re_H = 1{,}8 \cdot 10^4$; H/L=0,17 .
oooo Messung ; ---- Prandtl-Lösung
——— Wechselwirkung ; -·-·-· Platte
(a) Wanddruck; (b) Integralwerte, Formparam.
(c) Wandschubspannung

Schon aus diesem Beispiel wird die Tendenz der Wechselwirkung ersichtlich. Die Beschleunigung der Strömung auf der vorderen Seite der Stufe hat eine sich verdünnende Grenzschicht (gemessen in δ_1) zur Folge; der Druckanstieg im stromabwärts gelegenen Teil verdickt die Grenzschicht. Damit ergibt sich eine verkleinerte effektive Stufenhöhe $H_e < H$ mit resultierendem flacheren Druckverlauf.

Rechnungen der oben beschriebenen Art sind für eine Reihe von Parametern durchgeführt worden. Die Ergebnisse sind in Bild 6.4 im Sinne einer Klassifizierung wiedergegeben. Es sei an Bild 4.1 erinnert, das eine Re_1-Re_H-Karte in der Ebene Re_L=0 (Stufe) wiedergibt. Bild 6.4 stellt dieselbe Karte in einer "höher" gelagerten Ebene mit $Re_L = 1{,}1 \cdot 10^5$ dar. Zur Verdeutlichung der unterschiedlichen Neigungen der wei-

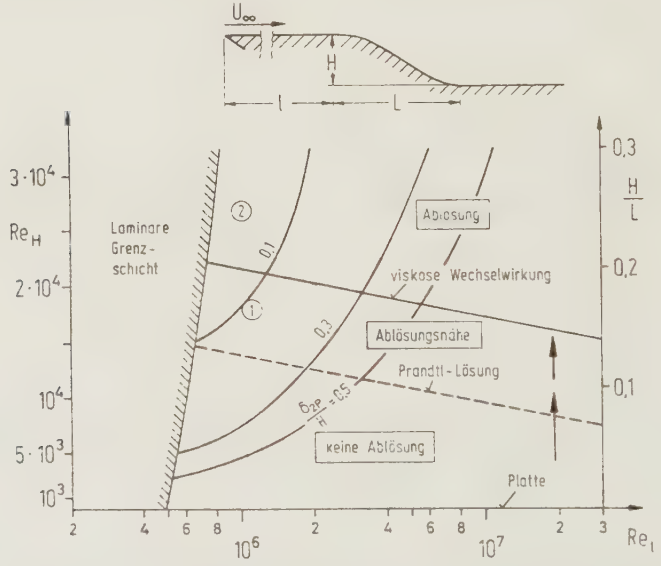


Bild 6.4 : Wechselwirkungseffekte in der Parameterdarstellung; Grenzen für beginnende Ablösung; Ebene : $Re_L = 1{,}1 \cdot 10^5$
① $Re_H = 1{,}8 \cdot 10^4$, $Re_l = 1{,}1 \cdot 10^6$, H/L=0,17
② $Re_H = 2{,}7 \cdot 10^4$, $Re_l = 1{,}0 \cdot 10^6$, H/L=0,25
→ Rechnungsgang (Strategiepfeil)

chen Stufe ist eine zweite Skalierung, der Steilheitsgrad H/L, auf der rechten Seite des Diagrammes angebracht. Das Diagramm ist dreigeteilt. Mit zunehmender Steilheit H/L treten folgende Strömungsformen auf:

* keine Ablösung
** Ablösungsnähe
*** Ablösung .

Der Bereich "beginnende Ablösung" oder "Ablösungsnähe" ist dadurch gekennzeichnet, daß die Prandtl-Lösung dort Ablösung liefert, während bei Berücksichtigung der Verdrängungsdicke die Strömung noch anliegt. Der oben beschriebene Fall ist mit dem Symbol ① eingetragen. Entsprechend dem Ergebnis "Ablösung" bei der Prandtl-Lösung befindet sich dieser Fall in der Zone für "beginnende Ablösung". Es ist ersichtlich, daß ein deutlicher Unterschied $\Delta(H/L)$ zwischen Prandtl-Lösung und viskoser Wechselwirkung besteht. Mit zunehmender Reynoldszahl Re_1 nimmt der zulässige Steilheitsgrad H/L ab. Die dicker werdende Grenzschicht wird zunehmend labiler und kann weniger Druckanstieg überwinden. Dies gilt gleichermaßen für Prandtl-Ansatz wie auch für die Wechselwirkungstheorie. Der mit dem Symbol ② versehene und im Bereich der Ablösung angesiedelte Fall wird in Kapitel 6.4 behandelt.

Obwohl in Bild 6.4 zwei Linien eingezeichnet sind, ist klar, daß für eine wirkliche Strömung der Übergang "keine Ablösung/beginnende Ablösung" keine Bedeutung hat; die sich einstellende Strömung tritt immer mit allen Effekten, also auch mit Wechselwirkungseffekten, auf. Diese Linie ist lediglich eine Orientierung für den Theoretiker, wann er ein bestimmtes Modell anwenden kann. Der einzige physikalische Übergang im Diagramm tritt zwischen beginnender Ablösung und Ablösung auf. Hier wechselt die Strömungsform tatsächlich. Es scheint plausibel, daß der Übergang nicht im Sinne einer Diskontinuität vonstatten geht. Aus dem Grunde werden sich bei Überschreiten der Grenze zunächst nur kleine Ablösegebiete einstellen. Dies ist bezogen auf die Länge des Ablösungsgebietes $(x_R - x_S)$ ein kontinuierlicher Vorgang mit genau solchen kontinuierlichen Auswirkungen auf Druckverteilung und Grenzschichtgrößen.

Die Strategie zur Ermittlung der Grenzlinie ist durch den Pfeil im Diagramm 6.3 wiedergegeben. Es werden alle Parameter festgehalten und jeweils Iterationszyklen für verschiedene größer werdende Werte H/L durchgeführt. Damit bleibt das Verhalten der Rechnung unabhängig gegenüber dem angewendeten Ablösekriterium. Selbst wenn man unterstellt, daß ein "schlechtes" Ablösekriterium angewendet wird, hat dies nur schwache Auswirkungen auf das Diagramm; es ergäben sich lediglich Parallelverschiebungen der einzelnen Kurven. Hat man jedoch ein konkretes Problem (z.B. Nachrechenaufgabe) zu lösen, kann die Wahl des Ablösekriteriums entscheidenden Einfluß haben; dies ist genau dann der Fall, wenn die Strömung im Grenzbereich zwischen "beginnender Ablösung" und "Ablösung" selbst liegt. Im folgenden Kapitel 6.3 werden die unterschiedlichen Ablösungskriterien auf ihre Anwendbarkeit geprüft.

6.3 DAS PROBLEM DES ABLÖSEKRITERIUMS

Die Frage nach der exakten Lage des Ablösungspunktes stellt sich bei allen Strömungen an stetig gekrümmten Wänden bzw. bei Plattenströmungen mit extern aufgeprägten positiven Druckgradienten. Im Gegensatz zu solchen dynamisch bestimmten Ablösungsstellen liegt bei Konturknicken und -sprüngen im konvexen Sinne (Beispiel: zurückspringende Stufe) der Ablösepunkt bereits geometrisch fest. Bei der vorspringenden Stufe ist dies schon nicht mehr der Fall. Diese Frage nach der Lage stellt sich genau dann als Zentralfrage, wenn es lediglich um die Auslegung einer Kontur geht und die Vermeidung der Ablösung von Bedeutung ist. Bei der Beschreibung eines gesamten Strömungsfeldes muß auf diese Frage ebenfalls Antwort gegeben werden.

Ferner läßt sich feststellen, daß die Antwort in jedem Fall genau im reibungsbehafteten Teil der Berechnung gegeben werden muß, d.h. daß im allgemeinen die Grenzschichtrechnung diese Information geben muß. Entsprechend der Definition des Ablösungspunktes als Punkt von im Mittel verschwindender

Wandschubspannung ist dies gleichbedeutend - bei Vorhandensein Newtonscher Fluide - mit der Aussage, daß der Geschwindigkeitsgradient an der Wand $(du/dy)_w$ Null ist. In der Erkenntnis, daß dieser Vorgang in extremer Wandnähe abläuft, so daß weder sukzessives Messen an die Wand heran noch ein extrem feines Rechengitter das Geschwindigkeitsprofil aufzulösen vermag, ist man mehr oder weniger auf integrale lokale Ermittlung der Ablösung innerhalb des Grenzschicht-Verfahrens angewiesen. Eine genaue Kenntnis des Ablösungspunktes ist nicht nur wegen des Ortes wichtig; viel wichtiger ist es mitunter, alle Grenzschichtdaten an diesem Ort genau zu wissen, da diese Werte Anfangs- bzw. Eingangswerte für eine dann folgende Berechnung des Ablösungsgebietes selbst sind. Deshalb ist auch die Argumentation wenig hilfreich, der Ablösepunkt ergibt sich aus dem numerischen Zusammenbruch einer Grenzschichtrechnung. Dieses ist zwar der weitest mögliche Punkt, er ergibt jedoch vollständig falsche Werte.

Einen ersten Überblick erhält man aus Schlichting(1965, Seite 621 ff). Aus einer Anzahl von Bestimmungsmethoden seien hier einige wichtige beispielhaft herangezogen.

Als typischer Vertreter integraler Grenzschichtmethoden kann das Entrainment-Grenzschichtverfahren nach Head (1960) gelten. Im Sinne dieses Kapitels kann die Methode jedoch auch als Formparameter-Kriterium betrachtet werden, und es ist somit für die meisten Grenzschichtverfahren anwendbar. Es wird angenommen, daß bei Überschreiten eines Grenzwertes für den Formparameter $H_{12} = \delta_1/\delta_2$ die Ablösung an diesem geometrischen Ort auftritt. Der Wert für H_{12} wird in der Literatur meist in einem Bereich 1,8 bis 2,4 angenommen. Eine Bereichsangabe mag zunächst verwundern; jedoch muß man sehen, daß in Ablösungsnähe die integralen Grenzschichtwerte, besonders jedoch die Verdrängungsdicke, somit auch der Formparameter, auf kurzer Strecke drastisch ansteigen. Damit ist die geometrische Bandbreite der Lage des Ablösungspunktes entsprechend klein und meist hinreichend genau. Die Änderungen des H_{12} in der Rechnung bis hin zum Punkt des Zusammenbruches (s.o.) sind dennoch erheblich. Die Einbettung dieses Kriteriums in ein Grenzschichtrechenverfahren impliziert

eine Berücksichtigung der Entstehungsgeschichte der Grenzschicht.

In dieselbe Kategorie einzuordnen ist ein weiteres Formparameter-Kriterium, hier jedoch gebildet mit der Energie- und Impulsverlustdicke. Der Formparameter $H_{32} = \delta_3/\delta_2$ zeigt nicht diese Bandbreite möglicher Werte wie der Formparameter H_{12}. Der Beweis und der physikalische Hintergrund sind bereits in Kap. 3.3 dargelegt worden. In turbulenten Gleichgewichtsgrenzschichten beträgt der Wert $H_{32} \approx 1{,}8$. Da δ_2 und δ_3 "sinngemäß ähnlich" definiert sind und ihren Wert mit dem Geschwindigkeitsprofil "synchron" ändern, ist der Wert des Formparameters H_{32} numerisch gesehen nicht wesentlich änderbar. Im Verfahren von Walz (1966), das mit diesem Kriterium arbeitet, ist der Ablösungspunkt bei $H_{32}=1{,}5$ gegeben.

Eine Verfeinerung dieser Methoden auf der Grundlage empirischer Untersuchungen ist von Sandborn & Kline (1961) sowie Sandborn & Liu (1968) vorgenommen worden. Die Grundidee lokaler Betrachtung bleibt erhalten. Jedoch wird durch Hinzunahme des zweiten lokalen Parameters δ_1/δ der Grenzschicht stärker die Form des Geschwindigkeitsprofiles berücksichtigt. Damit wird zwangsläufig auch der Gradient der Geschwindigkeit an der Wand, auf den es letzten Endes ankommt und der Einfluß auf die Werte von δ, δ_1 und δ_2 hat, stärker berücksichtigt. Damit ist

$$x_S = f\ (\delta, \delta_1, \delta_2) = f\ (\delta_1/\delta,\ H_{12}) \quad . \qquad (6.13)$$

Simpson et al. (1977) geben diese Beziehung in Form des hier reproduzierten Diagrammes 6.5 an. Eine zweiparametrige Abhängigkeit vom lokalen Geschwindigkeitsprofil trägt den physikalischen Gegebenheiten in der Nähe des Ablösungspunktes besser Rechnung als eine einfache H_{12}-Beziehung. Dem Sandborn-Kriterium sollte deshalb, obwohl auch empirischer Herkunft, unter den beiden genannten wegen der im turbulenten Fall auftretenden zweiparametrischen Geschwindigkeitsprofile der Vorzug gegeben werden.

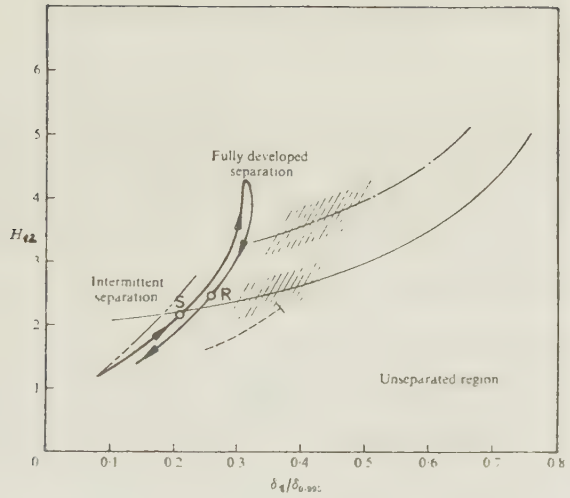


Bild 6.5 : Zweiparametriges Ablösungskriterium nach Simpson et al. (1977)
Daten nach Sandborn (1961)
Pfad nach Perry (1973)
Daten von Sandborn (1968)
Pfad nach dieser Arbeit

Im Grenzschichtrechenverfahren von Bradshaw (1967) resultiert das Ablösungskriterium aus dem speziellen Lösungsschema. Der Ablösungspunkt wird hier indirekt bestimmt bzw. nach vorn hin abgegrenzt. Dieses Grenzschichtverfahren benutzt ein Charakteristikenschema (= hyperbolische Gleichungen), deren ein- bzw. ausgehende Charakteristiken am aktuellen Punkt der Rechnung eine entsprechende sinngemäße Neigung gegenüber der Wand haben. Läuft die "hineingehende" Charakteristik in Wandnähe jedoch nach außen, bricht die Rechnung im Sinne einer Ablösung ab. Die Neigung der eingehenden Charakteristik ist umgekehrt bestimmt durch den Verlauf der turbulenten Schubspannung in Wandnähe einerseits und dem Wert der $\bar{v}$-Komponente der Geschwindigkeit andererseits. Falls nun $\bar{v}$ in Wandnähe stark anwächst, läuft die hineingehende Charakteristik von der Wand weg. Dieses wird als Indikator für bevorstehende Ablösung benutzt. Letztendlich re-

sultiert der Ablösungspunkt also aus der Lösung der Impulsgleichung.

Zwei Methoden, die in Herleitung und Anwendung Ähnlichkeiten aufweisen, sind diejenigen von Stratford (1959) und Goldschmied (1965). Beide Methoden setzen die Kenntnis der Druckverteilung längs der Wand voraus, die bereits die Effekte der Wechselwirkung, falls sie auftreten, enthalten müssen. Damit genügt die potentialtheoretische Druckverteilung den Anforderungen im allgemeinen nicht.

Bezugspunkt für die Kalkulation sind Koordinate und Werte am Ort des minimalen Druckes unmittelbar vor der Zone ansteigenden und kritischen Druckes. Hier werden nun folgende Werte festgeschrieben:

1. Maximalgeschwindigkeit	:	$\bar{u}_m$
2. bezogene Wandschubspannung	:	$C_{fm}=2\tau_w/\rho\bar{u}_m^2$
3. bezogener Druckbeiwert	:	$C_p=2(p-p_m)/\rho\bar{u}_m^2$
4. fiktiver Ursprung einer Plattengrenzschicht mit δ_{2m}, $\bar{u}_m$	:	x_m . (6.14)

Beide Kriterien stammen aus Grenzschichtbetrachtungen im Sinne von innerer und äußerer Schicht, die gewissen Gesetzmäßigkeiten folgen.

Das Goldschmied-Kriterium beschreibt den Ablösungspunkt S bzw. den normierten Ablösungsdruck nach der Beziehung

$$C_{pS} = 200 \cdot C_{fm} \quad . \qquad (6.15)$$

Die Formel begrenzt demnach den Druckanstieg, den eine Strömung verkraften kann, bis sie ablöst. Effekte der Entwicklung der Grenzschicht gehen, soweit sie nicht in der Druckverteilung bereits vorhanden sind, genau bis zum Punkt minimalen Druckes ein, danach wird lediglich "punktuell" getestet.

Beim Stratford-Kriterium wird die Druckverteilung in Bezug auf Wert, Gradient und Ort betrachtet. Der Ablösungspunkt ist derjenige Ort, an dem die Gleichung erfüllt ist:

$$\left[c_{pS}\cdot(x_S-x_m)\cdot dc_{pS}/dx\right]^{0,5}\left[10^{-6}\bar{u}_m(x_S-x_m)/\nu\right]^{-0,1}=0,4 \qquad (6.16)$$

Liegen am betrachteten Ort Druckverhältnisse vor, die einen kleineren Wert als 0,4 ergeben, ist der potentielle Ablösungspunkt stromabwärts zu suchen. Es geht hier die Entwicklung der Grenzschicht bis zum Minimaldruck über den fiktiven Ursprung x_m ein. Danach ist die Druckverteilung in komplexer Form maßgebend für die Lage des Ablösungspunktes.

Bei allen Verfahren stellt man fest, daß viel Empirie maßgebend ist; nichtsdestoweniger kann man sagen, daß die lokale Bandbreite der Lage des Ablösungspunktes verhältnismäßig gering ist und in den meisten Fällen die Auflösung tolerabel genau ist. Zu diesem Ergebnis kommt ebenfalls eine vergleichende Untersuchung von Cebeci et al. (1972) in Bezug auf das Formparameter-, Goldschmied- und Stratford-Kriterium im Falle der turbulenten Strömung.

6.4 STRÖMUNGEN MIT ABLÖSUNG

Unter Berücksichtigung des Diagramms 6.4 konnte nunmehr eine Strömung ausgewählt werden, von der sichergestellt war, daß sie innerhalb des Stufenbereichs ablöste. Die Parameter wurden auch unter dem Gesichtspunkt günstiger meßtechnischer Voraussetzungen festgelegt. Die Kennzahlen sind folgende: $Re_l=1,0\cdot10^6$; $Re_H=2,7\cdot10^4$; H/L=0,25. In Bild 6.4 ist der Fall mit ② eingezeichnet.

6.4.1 MESSUNGEN

Neben den Wanddruckmessungen entlang der Kontur wurden an diesem Fall auch Geschwindigkeitsprofile an verschiedenen Stellen x gemessen. Die Koordinate wurde dabei entlang des Bogens der Kontur definiert.Die Profilkoordinaten sind senkrecht von der Wand weg gezählt. Damit mußte ebenfalls die optische Ebene des Zweistrahlsystems entsprechend der lokalen Neigung gedreht werden. Die Kontur weist eine konvexe

erste und eine konkave zweite Hälfte auf. Dies hat Auswirkungen auf den minimalen einstell- und vermeßbaren Wandabstand im konkaven Abschnitt.Abhängig von der Breite der Meßanordnung und dem Strahlabstand beim Durchtritt durch die Seitenscheiben stoßen diese beiden Strahlen an den Seitenscheiben auf die dort relativ höher gelegenen Abschnitte der Kontur bzw. sogar der Platte. Damit konnte ein wandnaher Teil der Grenzschicht in diesem Bereich meßtechnisch nicht erfaßt werden. Die Geschwindigkeitsprofile wurden in Bezug auf Mittelwert $\bar{u}$ und mittlerer Schwankungskomponente $\sqrt{\overline{u'^2}}$ ausgewertet. Als $\bar{u}$-Wert wurde die konturparallele Komponente gewertet.

6.4.2 RECHENVERFAHREN FÜR ABGELÖSTE STRÖMUNGEN

Als reibungsfreier Teil des Rechenverfahrens wird das Martensenverfahren benutzt, das als Eingabevektor die effektive Kontur, d.h. insbesondere die Verdrängungsdickenverteilung benötigt; dieser Teil beinhaltet also den direkten Lösungsweg.

Dem Phänomen der Strömungsablösung wird im reibungsbehafteten Teil dadurch Rechnung getragen, daß ein inverses Grenzschichtverfahren angewendet wird. Damit entspricht das Lösungsschema des Verfahrens insgesamt der in Bild 6.1 bzw. Kap. 6.1.III sogenannten "halb-inversen" Methode.

Im folgenden wird das verwendete Integralverfahren für abgelöste turbulente Grenzschichten beschrieben. Integralverfahren haben sich bereits für voll anliegende Grenzschichten bewährt und erscheinen sehr zuverlässig aufgrund der zahlreichen und genauen empirischen und theoretischen Informationen, die bisher über Geschwindigkeitsprofile vorhanden sind. Dieselben Informationen sind natürlich auch für inverse Verfahren, soweit die Grenzschicht noch anliegt, verwendbar. Für den abgelösten Teil müssen die entsprechenden Funktionen derzeit noch überwiegend empirisch, d.h. aus Messungen (siehe Kapitel 6.1.e), gewonnen werden.

Als Ausgangsgleichungen für die stationäre ebene Strömung werden die integrierten Grenzschichtgleichungen für Impuls und Energie herangezogen:

$$\frac{d\delta_2}{dx} + (2 + \frac{\delta_1}{\delta_2}) \frac{\delta_2}{U_a} \frac{dU_a}{dx} - \frac{c_f}{2} = 0 \quad ; \tag{6.17}$$

$$\frac{d\delta_3}{dx} + 3 \frac{\delta_3}{U_a} \frac{dU_a}{dx} - C_D = 0 \quad . \tag{6.18}$$

Dividiert man die Gleichungen durch δ_1 und führt man die Umformungen der folgenden Ableitungen ein:

$$\frac{dH_{21}}{dx} = \frac{d(\delta_2/\delta_1)}{dx} = \frac{1}{\delta_1} \frac{d\delta_2}{dx} - \frac{\delta_2}{\delta_1^2} \frac{d\delta_1}{dx} \quad ; \tag{6.19}$$

$$\frac{dH_{31}}{dH_{21}} \frac{dH_{21}}{dx} = \frac{d(\delta_3/\delta_1)}{dx} = \frac{1}{\delta_1} \frac{d\delta_3}{dx} - \frac{\delta_3}{\delta_1^2} \frac{d\delta_1}{dx} \quad , \tag{6.20}$$

erhält man die endgültigen, dann verwendeten Differentialgleichungen:

$$\frac{dH_{21}}{dx} + (1+2H_{21}) \cdot \frac{1}{U_a} \frac{dU_a}{dx} = \frac{c_f}{2\delta_1} - H_{21} \frac{1}{\delta_1} \frac{d\delta_1}{dx} \quad ; \tag{6.21}$$

$$\frac{dH_{31}}{dH_{21}} \cdot \frac{dH_{21}}{dx} + 3 H_{31} \cdot \frac{1}{U_a} \frac{dU_a}{dx} = \frac{c_D}{\delta_1} - H_{31} \frac{1}{\delta_1} \frac{d\delta_1}{dx} \quad . \tag{6.22}$$

In diesen beiden linearen Differentialgleichungen erster Ordnung mit variablen Koeffizienten (siehe auch Thiede et al., 1981) treten die abhängigen Variablen $H_{21}(x)$ und $Ua(x)$ bzw. deren Ableitungen dH_{21}/dx und $1/U_a dU_a/dx$ auf. Die Variable $d\delta_1/dx$ ist hier unabhängig; dies ist genau umgekehrt (sprich: invers) zu den konventionellen Grenzschichtverfahren. Die Verdrängungsdicke wird demzufolge als Eingabevektor vorgeschrieben. Die Koeffizienten C_f, C_D sowie dH_{31}/dH_{21} und H_{31} müssen als Funktion des reziproken Formparameters H_{21} dargestellt werden.

Für den örtlichen Reibungsbeiwert C_f wird ein Ansatz von Walz (1966), der ähnlich demjenigen von Ludwieg-Tillmann ist, genommen:

$$C_f = 2 \cdot \alpha(H_{21}) \; Re_{\delta 2}^{-0.268} \quad . \qquad (6.23)$$

Für den Dissipationsbeiwert C_D gilt:

$$C_D = 2 \cdot \beta(H_{21}) \; Re_{\delta 2}^{-\gamma} \quad . \qquad (6.24)$$

Im anliegenden Bereich der Grenzschicht liegen für α, β und γ Beziehungen nach Walz (1966) bzw. nach Otte & Thiede (1973) vor (mit $H_{32}=H_{31}/H_{21}$) :

$$\alpha = 0.03894 \; (H_{32} - 1.515)^{0,7} \quad ; \qquad (6.25)$$

$$\beta = 0.00481 + 0.0822 \; (H_{32} - 1.5)^{4,81} \quad ; \qquad (6.26)$$

$$\gamma = 0.232 \; H_{32} - 0.264 - 0.87 \; 10 \; (2-H_{32})^{20} \quad . \qquad (6.27)$$

Im abgelösten Bereich werden für β und γ entsprechende Beziehungen von Alber (1971) benutzt, die auf Lösungen der Falkner-Skan Gleichungen für Rückstromprofile beruhen. Der Parameter α wird aus der Auswertung von Messungen turbulenter Rückstromprofile von Alber et al. (1973) ermittelt. Die Formparameter H_{31} und dH_{31}/dH_{21} werden als Funktion von H_{21} aus Fernholz (1964) für den anliegenden Bereich und aus Alber (1971) für den abgelösten Teil herangezogen.

Diese beschriebenen und verwendeten Funktionen sind in dem folgenden Bild 6.6 dargestellt. Die Abszisse hat zwei Skalierungen, nämlich den geläufigen Formparameter H_{12}, sowie den hier als Variable benutzten Parameter H_{21}. Die verwendeten abhängigen Formparameterbeziehungen sind in Bild 6.6.a (links) aufgetragen. Bild 6.6.b (rechts) verdeutlicht die Beiwerte der Wandschubspannung, hier als Zahl α (Gl. 6.25) dargestellt, dessen Nulldurchgang den Ablösungs- und Wiederanlegepunkt festlegt, sowie den Dissipationsbeiwert cD, der in Abhängigkeit von verschiedenen Impuls-Reynoldszahlen (in Vertretung der Zahlen β und γ (Gl. 6.26/27) auftritt. Damit sind die Koeffizienten in den Differentialgleichungen abhängig von der abhängigen Variablen H_{21} bzw. deren geometrischer Ableitung dargestellt. Die zweite abhängige

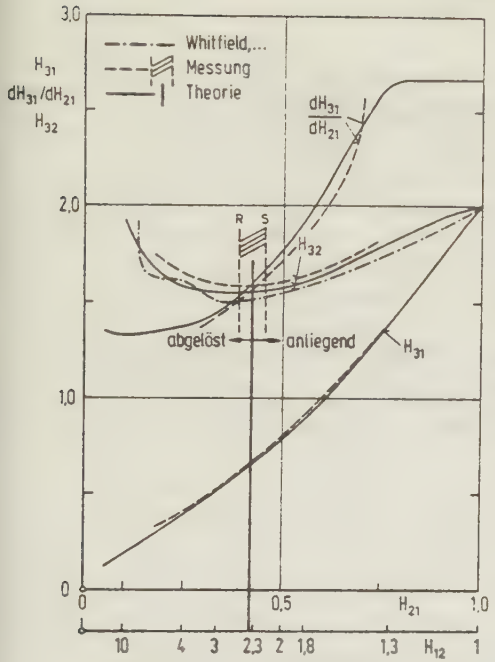


Bild 6.6.a: Formparameter für abgelöste und anliegende Grenzschichten

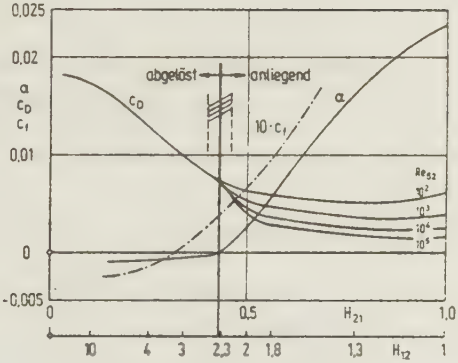


Bild 6.6.b: Beiwerte für Wandschubspannung (α) und Dissipation (C_D)

Variable, die Außengeschwingigkeit U_a am Grenzschichtrand, ist die eigentliche, als Lösung angestrebte Unbekannte.

Das lineare Gleichungssystem (2 Gleichungen und 2 Unbekannte) 6.21 und 6.22 ist genau dann lösbar, wenn die Determinante von Null verschieden ist. Die Determinante

$$DET = 3H_{31} - dH_{31}/dH_{21} \cdot (1+2H_{21}) \qquad (6.28)$$

ist eine reine Funktion des Formparameters H_{21} und für die hier vorliegenden Geschwindigkeitsprofile ungleich Null. Dies bedeutet, daß in dieser Formulierung der Gleichungen singuläre Stellen, insbesondere am Ablösungspunkt, nicht auftreten.

Die Differentialgleichungen können mit üblichen Methoden integriert werden. Für diese Arbeit wurde ein Algorith-

mus nach Runge-Kutta angewendet und getestet. Die Kopplung zwischen reibungsfreiem und reibungsbehaftetem Teil der Rechnung erfolgt nach Carter (Kap. 6.1.e). D.h. die simultan (=nicht hierarchisch) erzeugten Außengeschwindigkeiten $U_a(x)$ bzw. deren jeweilige Quotienten werden lokal unter Einschaltung eines Relaxationsparameters ω(Gl. 6.4) zu einer Korrektur für die zugrundeliegende $\delta_4(x)$-Verteilung verknüpft. Das entsprechende Flußdiagramm der Rechnung ist bereits in Bild 6.1 (Mitte) dargestellt. Das Ende der Iteration und damit die Lösung sind erreicht, wenn die Änderungen am δ_4-Vektor (jeweils punktweise getestet) in zwei aufeinanderfolgenden Schritten eine vorgegebene Konvergenzgrenze für alle Punkte unterschreitet.

6.4.3 ERGEBNISSE UND VERGLEICH VON THEORIE UND MESSUNG

Für das Beispiel der vorn genannten Parameter werden in den folgenden Bildern die Ergebnisse dargelegt und interpretiert. Bild 6.7 zeigt Geometrie (6.7.a, oben), Wanddruckverteilung (6.7.b, Mitte), Wandschubspannung (6.7.c, Mitte) und gemessene $\bar{u}$-Geschwindigkeitsprofile (6.7.d, unten). Im Anhang (Tabelle 4b) sind die gemessenen Integralwerte zusammengefaßt aufgeführt. Die Wirkung der Reibungsschicht auf die potentialtheoretische Druckverteilung ist an der drastischen Verflachung zu erkennen. Der Wert des Druckmaximums und -minimums der realen Strömung ist jeweils halbiert. Im Bereich der Ablösung durchläuft die Druckverteilung einen erheblich flacheren Anstieg; jedoch kann eindeutig nicht von einem Gleichdruckgebiet gesprochen werden. Sowohl Ablösungspunkt als auch Wiederanlegepunkt liegen im Druckanstiegsgebiet. Bereits in Kapitel 5 wurde nachgewiesen, daß der Wiederanlegepunkt im Gebiet mit Druckanstieg liegen muß. Auch für Strömungen mit nicht fixiertem Anlegepunkt ist dies der Fall. Mehrere Autoren zeigen, daß der dimensionslose Wiederanlegeparameter negativ ist:

$$\left(\frac{\delta_2}{U_a}\frac{dU_a}{dx}\right)_R = -\frac{\delta_2(x_R)}{H}\frac{1}{2}\cdot(1-c_p(x_R))^{-1}\left(\frac{dC_p}{dx/H}\right)_R = C_R < 0 \qquad (6.29)$$

Alber et al. (1973) geben an: C_R=-0,0065 (aus Messungen).

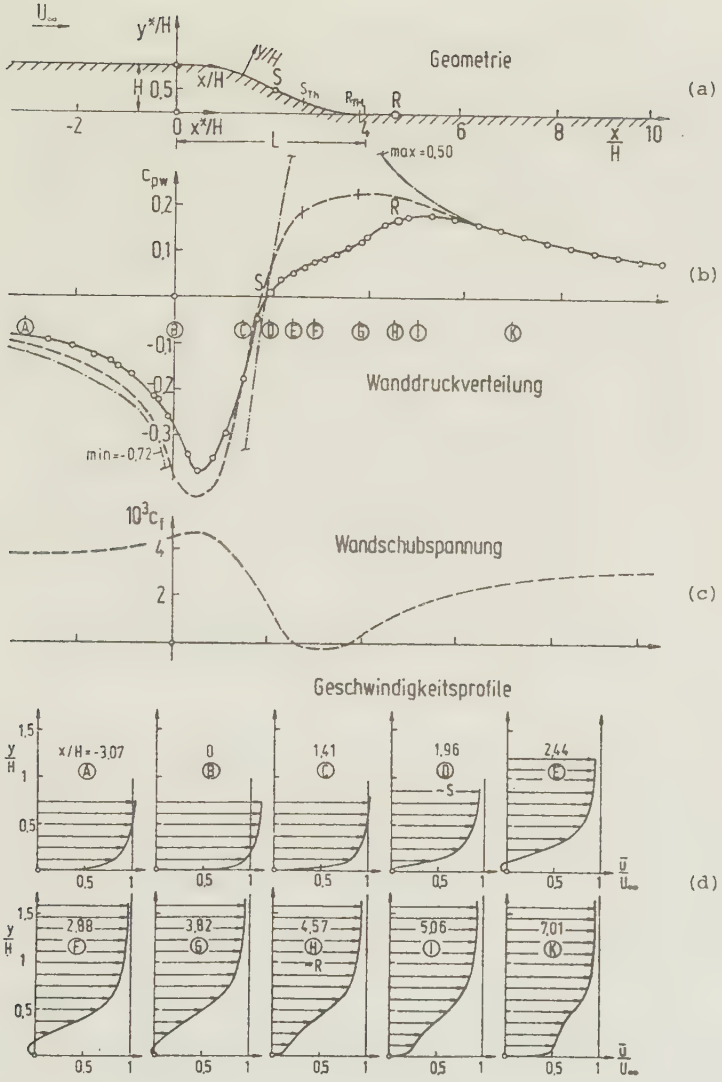


Bild 6.7 : (a) Geometrie und Koordinaten,
(b) Druckverteilung,
(c) lokale Wandschubspannung,
(d) wandparallele Geschwindigkeitsprofile $\bar{u}/U_\infty$.
der abgelösten Strömung an der weichen Stufe.
-o-o-o- Messung, -·-·-·- Potentialtheorie,
------- inverse Rechnung mit Wechselwirkung

Roberts (1981) gibt einen theoretischen Wert C_R=-0,0059 an. Die durchgeführte Messung trifft diesen Literaturwert verhältnismäßig genau, wenn man berücksichtigt, daß der Gradient der Druckverteilung dort sehr flach verläuft. Die mit dem halb-inversen Verfahren ermittelte Druckverteilung zeigt eine bessere Übereinstimmung mit der gemessenen als mit der potentialtheoretischen Druckverteilung, wenn auch Differenzen dazu im unmittelbaren Stufenbereich vorhanden sind. Die Abweichung liegt in Richtung der reibungsfreien Lösung. Eine Ursache könnte darin liegen, daß z.B. beim Ansatz der "Alber-Profile" von Gleichgewichtsprofilen der Geschwindigkeit ausgegangen wird. Im Bereich der Ablösung weist auch die inverse Druckverteilung ein Plateau auf. Ablösungs- und Wiederanlegepunkt liegen innerhalb des Bereiches der jeweiligen gemessenen Punkte. Insgesamt wird die Länge des Ablösungsgebietes im Verhältnis zur Messung zu kurz vorhergesagt.

Die errechnete Wandschubspannung C_f zeigt im Vor-Ablösungsbereich infolge Beschleunigung erhöhte Werte mit dem Maximum im Druckminimumpunkt, die im Druckanstiegsgebiet rapide abfallen bis zum Ablösungspunkt. In der Ablöseblase sind die Wandschubspannungen von kleinem Betrag.

Die Geschwindigkeitsprofile spiegeln in ihren jeweiligen Außenwerten die Druckverteilung wieder. Im Druckanstiegsgebiet ist $U_a<U_\infty$, im stromabwärts gelegenen Gebiet mit fallendem Druck ist $U_a>U_\infty$. Die Rückströmgeschwindigkeiten sind verhältnismäßig gering gegenüber der "eckigen" Stufenströmung (maximal 4 % gegenüber 20 %). Die Länge des Ablösungsgebietes ist ebenfalls mit $(x_R-x_S)/H=2,6$ verhältnismäßig gering (das Rechenverfahren ergibt den Wert 1,2).

Auf der folgenden Zusammenstellung 6.8 sind die turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten $\sqrt{\overline{u'^2}}$ an denselben Stellen x wie auch die mittleren Geschwindigkeiten dargestellt. Typisch sind das enorme Anwachsen der Werte selbst und das Verlagern des Maximums vom wandnahen Teil in einen mittleren Bereich der Grenzschicht ($y \approx \delta_A$), das heißt in den Bereich der großen Geschwindigkeitsgradienten. In diesem Bereich werden demnach auch große turbulente Schubspannungen und damit zusammenhängend Schwankungsenergie "produziert".

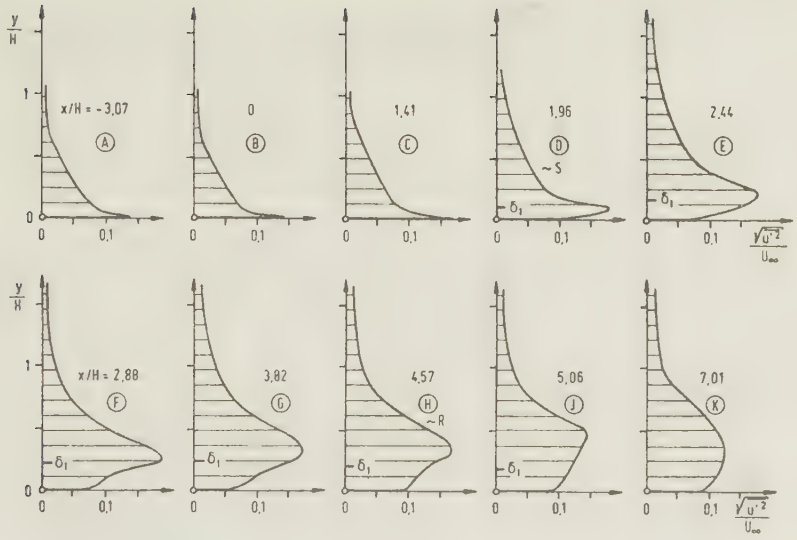


Bild 6.8: Profile der mittleren Schwankungskomponente $\sqrt{\overline{u'^2}}/U_\infty$ an der weichen Stufe im Ablösungsfall

Bild 6.9 zeigt Integralgrößen der Strömung. $\delta_1(x)$ wächst mit großem Gradienten (Bild 6.9.b) zu hohen Werten von $\delta_1/H \approx 0{,}5$ im Bereich der Ablösung. Die mit Wechselwirkung gerechnete Verdrängungsdicke zeigt dieselbe Tendenz, hat jedoch kleinere Werte; legt man die Druckverteilung (Bild 6.7) zugrunde, ist dieses errechnete Verhalten in sich konsistent. Die Größe des Wertes von δ_1 bestimmt den "Glättungseffekt auf die effektive Kontur" und umgekehrt (siehe auch vorige Teile von Kap. 6). Die gemessene Form von $y_T(x)$ und $y_O(x)$ scheint symmetrisch. Die mit "Scherschicht" bezeichnete Linie gibt die Differenz $(\delta_1 - y_T)$ an, d.h. hier wird das Wachstum der bereits in Kapitel 5 genannten freien Strahlgrenze im Bereich der Ablösung dargestellt. Bild 6.9.c zeigt Impuls- und Energieverlustdicke. Sie weisen einen zueinander ähnlichen, jedoch wertmäßig versetzten Verlauf auf. Dasselbe gilt im wesentlichen für die gerechneten Werte. Dieses Verhalten findet beim Formparameter H_{32} (Bild 6.9.d) in der Weise Ausdruck, daß ein fast konstanter Wert

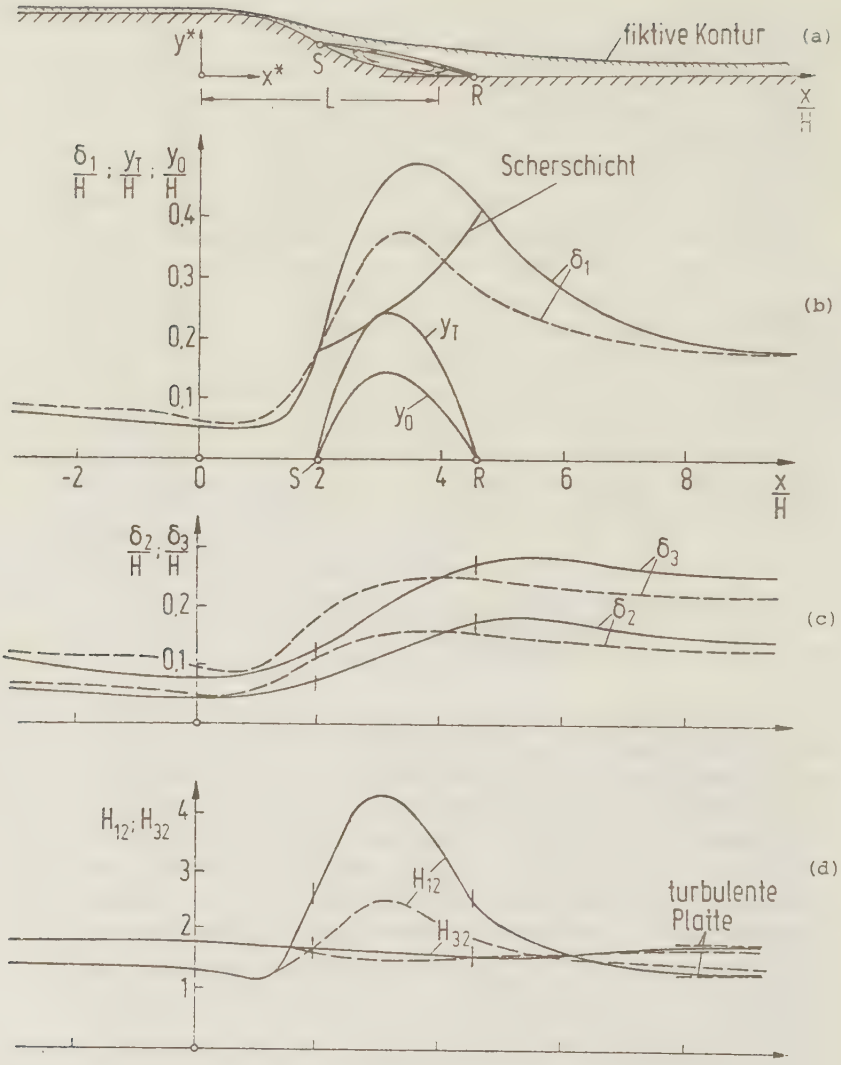


Bild 6.9 : (a) Geometrie und Verdrängungsfläche
(b) Verdrängungsdicke
(c) Impuls- und Energieverlustdicke
(d) Formparameter H_{12} und H_{32}
——— Messung; ----- inverse Rechnung
mit Wechselwirkung

vorhanden ist. Im nicht abgelösten Teil liegt der Wert bei H_{32}=1,8 (turbulente Platte); dagegen zeigt er nicht den in Kapitel 6.3 erwarteten Wert 1,5 am Ablösungspunkt. Der Minimalwert der vorliegenden Messungen (ca.1,58) wird sogar erst im Bereich stromabwärts dem Wiederanlegen festgestellt. Zwar wird in der Literatur nur eine geringe Spannweite für diesen Formparameter vorgegeben; sein Gebrauch zur Identifikation unterschiedlicher Strömungsgebiete ist deshalb schwierig zu handhaben. Signifikante Änderungen der Strömung machen sich eben nicht in signifikanten Änderungen des Formparameters H_{32} bemerkbar (siehe Beispielrechnung in Thiede, 1981).

Genau umgekehrt sind die dargestellten Veränderungen, die H_{12} aufweist. Der inverse Rechenwert verläuft entsprechend dem δ_1-Wert flacher. Dieser Formparameter zeigt ein charakteristisches Ansteigen bei Ablösung ($H_{12}(x_R)$=2,2), hohe Werte im Ablösungsgebiet (ca. 4,3) und stetiges Abfallen auf Plattenwerte. Auch im stromauf gelegenen Bereich starker Beschleunigung behält der Formparameter einen stabilen Plattenwert H_{12}=1,3. Im Bereich des Ablösungspunktes zeigen δ_2 und δ_3 das in Kap. 5.2 erwähnte typische Abfallen, also ein scheinbarer Gewinn an Impuls und kinetischer Energie, jedoch ist dies lediglich lokal vorhanden; weit stromabwärts weisen diese Größen einen erheblich größeren Wert auf als bei Eintritt der Strömung in den Stufenbereich.

Die gemessenen Grenzschichtdicken δ, δ_1 und δ_2 sind auf ihr Verhalten bezüglich des Ablösungskriteriums von Simpson (1977, Kap. 6.3) getestet worden. Die Entwicklung des Dupels (H_{12}; δ_1/δ) ist in Bild 6.4 im Sinne eines "Pfades" aufgetragen, d.h. der Kurvenzug in Pfeilrichtung beschreibt den zeitlichen Ablauf der Strömung im Wandbereich. Die Strömung zeigt Bereiche mit "voll entwickelter Ablösung"; der gemessene Ablösungspunkt bzw. Wiederanlegepunkt liegt jedoch im Gebiet "intermittierender Ablösung", wenn man die Nomenklatur von Simpson zugrunde legt.

7. DER WIDERSTAND BEI ANLIEGENDEN UND ABGELÖSTEN STRÖMUNGEN

Zu den wichtigsten Begriffen in der Strömungsmechanik zählt der Widerstand. Alle Detailaussagen, die über ein Strömungsfeld ausgeführt werden, als z.B. lokale Grenzschichtparameter, Wanddruck, Turbulenzeigenschaften, usw., werden pauschal zusammengefaßt in einer Aussage über den Widerstand. Die Bedeutung in der Technik wird ersichtlich, wenn man bei äußeren Strömungen den Widerstand als diejenige Größe definiert, zu deren Überwindung Schub, d.h. Antrieb, notwendig ist. Bei Innenströmungen äußert sich Widerstand durch Druckverlust.

Generell kann festgestellt werden, daß der Gesamtwiderstand, das ist die Kraft parallel zur Anströmung (im Gegensatz zum quer zur Anströmung auftretenden Auftrieb/Abtrieb), sich aus zwei Anteilen zusammensetzt. Dieses ist einerseits Reibungswiderstand W_R, der durch Schubspannungen (tangential) an festen Wänden hervorgerufen wird; andererseits tritt Druckwiderstand W_P auf, der durch statische Drücke (normal) bewirkt wird. Zu beachten ist jeweils, daß zum Widerstand nur die jeweilige Komponente parallel zur Anströmung gerechnet wird. Das d'Alembertsche Paradoxon schränkt das Auftreten von Druckwiderstand derart ein, daß er nur dann vorhanden sein kann, wenn auch Reibung vorliegt (siehe auch Gersten, 1974).

Der Widerstand wird dimensionslos formuliert durch den Widerstandsbeiwert:

$$C_W = \frac{W}{(\varrho/2)U_\infty^2 b l^+} \quad , \tag{7.1}$$

wobei auf die gesamte, nicht abgewickelte Länge l^+ der Anordnung bei einer Breite b bezogen ist (Re_+ ist somit mit l^+ gebildet) Entsprechend der o.a. Aufteilung gilt:

$$W = W_R + W_P \quad , \tag{7.2}$$

also auch

$$C_W(Re_+) = C_{WR}(Re_+) + C_{WP}(Re_+) \quad . \tag{7.3}$$

Die Bestandteile sind in folgender Weise definiert:

$$C_{WR}(Re_+) = \frac{b\int_0^{l^+} \tau_w \, dx^*}{(\varrho/2)U_\infty^2 \, b \, l^+} = \frac{1}{l^+}\int_0^{l^+} C_f(x^*)\,dx^* \quad , \qquad (7.4)$$

$$C_{WP}(Re_+) = \frac{b\int_0^{h}(p_w - p_\infty)\,dy^*}{(\varrho/2)U_\infty^2 \, b \, l^+} = \frac{1}{l^+}\int_0^{l^+} C_{pw}\left(\frac{dy^*}{dx^*}\right)_w dx^* \quad . \qquad (7.5)$$

Grundsätzlich gibt es zwei verschiedene Methoden, den Widerstand zu berechnen bzw. zu messen. Da ist zunächst die Methode der Nachlaufgrößenbestimmung im Gleichdruckfall:

$$C_W(Re_+) = 2\,\delta_2(l^+)/l^+ \quad . \qquad (7.6)$$

Das bedeutet, daß unabhängig von den Vorgängen und Zuständen im vorderen Teil der Anordnung eine einzige Bestimmung der Impulsverlustdicke durch ein Geschwindigkeitsprofil den Widerstand liefert. Alle Ereignisse, z.B. auch Strömungsablösung, sind in diesem Wert bereits enthalten.

Die zweite Methode ist integraler Art und wird in den Gln. 7.4/7.5 beschrieben. Sie verlangt, daß an allen Punkten der Anordnung von der Vorderkante an die jeweilige Komponente des Reibungs- und Druckwiderstandes addiert werden muß. Die Methoden, jeweils meßtechnisch wie rechnerisch grundsätzlich verschieden und von verschiedenem Aufwand, liefern ein und dasselbe Ergebnis.

Zieht man als Beispiel die turbulente Plattenströmung heran, ergibt sich zunächst, daß Druckwiderstand wegen der Ebenheit der Kontur ($y'=0$) nicht vorhanden ist. Für den Widerstand kommt also nur die Wandreibung nach der Beziehung

$$C_W(Re_+) = 0.072\cdot(Re_+)^{-1/5} \qquad (7.7)$$

in Betracht. Man stellt fest, daß für konstantes U_∞ und ν der Beiwert bei länger werdender Platte sinkt, jedoch ist die absolute Größe des Widerstandes mit l^+ zunehmend.

Bezogen auf die in Kapitel 5 und 6 behandelten Geometrien stellt sich die Frage, wie groß der Widerstand für diese Anordnungen in Bezug auf die Platte ist bzw. wie er sich verhält. Gl. 7.6 ist zunächst für beide Geometrien insofern uneingeschränkt gültig, als die Gesamtlänge l^+ in einen solchen Bereich der Plattenanordnung festgelegt wird, in dem die Druckverteilung wieder auf (nahezu) Null zurückgegangen ist. Dies muß sichergestellt sein, da ein Druckfeld Einfluß auf die Impulsverlustdicke (siehe dazu Kap. 6) hat und somit ein direkter Vergleich beispielsweise mit der ebenen Platte verzerrt würde.

Im Falle der eckigen Stufe ergibt sich aus Gl. 7.3 (zusammen mit Gln. 7.4 und 7.5) eine Vereinfachung derart, daß Druckwiderstand nur an solchen Flächen der Geometrie auftreten kann, die eine Flächennormalenkomponente in x-Richtung aufweisen. Dieses ist genau an der Basis der Fall. Die obige Gleichung vereinfacht sich zu:

$$c_{W\,\sim\!\sim} = - c_{pB} \frac{H}{l^+} + \frac{1}{l^+} \int_0^{l^+} c_f(x^*)\,dx^* \quad . \qquad (7.8)$$

Diese Formel beinhaltet, daß der Basisdruckbeiwert, der zum Widerstand beiträgt, mit der Gesamtlänge relativiert wird, d.h. sein Anteil wird mit zunehmender Plattenlänge geringer. Beim zweiten Glied der Gleichung ist zu beachten, daß im Bereich der Ablösung die Wandschubspannung negativ ist und somit lokal "Schub" statt Widerstand entsteht.

Bei der "weichen" Stufe ergibt sich für den Druckwiderstand ebenfalls eine Einschränkung, als er nur im Bereich der Konturierung einen Beitrag leistet:

$$c_{W\,\sim\!\sim} = \frac{1}{l^+} \int_l^{l+L} c_{pw}(x^*) \left(\frac{dy^*}{dx^*}\right)_w dx^* + \frac{1}{l^+} \int_0^{l^+} c_f(x^*)\,dx^* \quad . \qquad (7.9)$$

Hier steht zu erwarten, daß der Druckwiderstand insgesamt gering ist. Die Steigung der Kontur hat (vorspringend und zurückspringend) immer ein konstantes Vorzeichen (immer positiv bzw. immer negativ). Weiterhin hat sich gezeigt, daß auf der Kontur selbst der Wechsel vom positiven zum negati-

ven Wanddruck erfolgt, so daß eine Differenz zweier verhältnismäßig großer Zahlen gebildet wird. Das von Null verschiedene Ergebnis (Schub/Widerstand) resultiert aus der Unsymmetrie der Druckverteilung. In reibungsloser Strömung ist der Druckwiderstand infolge des d'Alembertschen Paradoxons Null.

Um das Verhalten verschiedener Störungen bezüglich des Widerstandes festzustellen, wurden die in Bild 7.1 gezeigten Geometrien, welche die Strömung sehr unterschiedlich beeinflussen, als Beispiel herangezogen. Die unterschiedlichen Geometrien sind mit Buchstaben versehen. Das Plattensystem hat jeweils die konstante Länge l^{+} bzw. l^{++} (siehe unten). Die Rücklage der Störung als Beginn der Kontur, sofern vorhanden, war bei allen Platten gleich, nämlich 1. Die folgende Tabelle 3.a stellt die verschiedenen Geometrien und Strömungsformen in Bezug auf den Gesamtwiderstand W bzw. C_W gegenüber. Es wurde jeweils nach Möglichkeit die Nachlaufgröße δ_2 und die Integration über Schub- und Druckkräfte gegenübergestellt. Um Vergleiche untereinander in Bezug auf "widerstandsgünstige" Geometrien anstellen zu können, wurde bei einer Reihe von Konfigurationen ein und dasselbe Rechenverfahren (Bradshaw) benutzt.

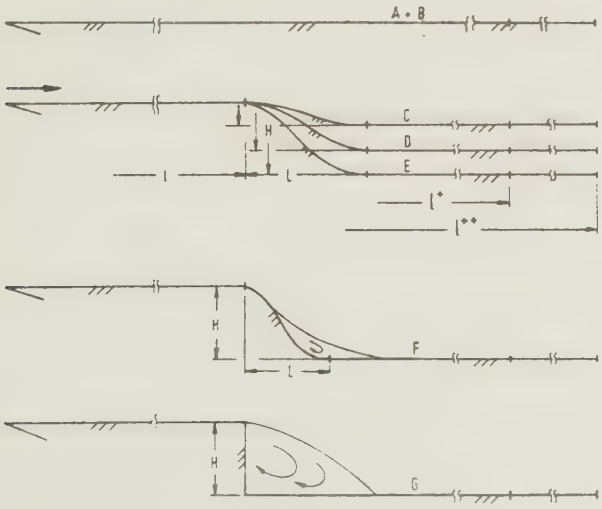


Bild 7.1 : Skizze der in Tabelle 3.a und 3.b verglichenen Geometrien

Eine Wertung der Zahlen untereinander ist nur eingeschränkt möglich. Die Zahlen, die untereinander teilweise nur geringe Unterschiede aufweisen, kommen durch unterschiedliche Methoden (Meßverfahren, verschiedene Rechenverfahren) zustande. Bei den hier vorliegenden komplizierten Strömungsvorgängen, die alle in Richtung Strömungsablösung tendieren, sind die Differenzen also nicht unbedingt signifikanter Art. Das wird schon in Beispiel B in der senkrechten Spalte deutlich. Nachlaufmethode und Integralmethode weisen zwar nur kleine, aber doch solche Unterschiede auf, die in den Bereich der Ergebnisse von Spalte C übergreifen. Deshalb wird zunächst vorgeschlagen, Vergleiche nur jeweils in einer "Zeile" vorzunehmen.

Die im folgenden betrachteten Fälle B, C, D, E und G weisen in allen Zeilen der Tabelle eine einheitliche Tendenz auf: Der Widerstand, als gesamtes oder in den Bestandteilen gesehen, wächst vom minimalen Plattenwert über den der konturierten Geometrie bis zum Maximalwert der eckigen Stufenströmung. Wesentlichen Anteil an diesem Ergebnis hat der Druckwiderstand, der überproportional mit zunehmender Konturhöhe wächst. Der sehr hohe Wert des Druckwiderstandes an der eckigen Stufe ist auf den hohen negativen Basisdruck zurückzuführen. Der Schubspannungswiderstand C_{WR} in den Spalten B - E scheint wenig signifikant; der Widerstand scheint in etwa konstant bzw. sogar schwach sinkend zu sein. Auffallend ist, daß die Schubspannungen an der eckigen Stufe klein sind; dies scheint nicht zuletzt auf die negativen Schubspannungen (=Schub) in der Ablösung bzw. den kleinen Schubspannungen unmittelbar hinter der Ablösung zurückzuführen sein. Dies wird jedoch durch den hohen Basisdruck, in dem der andere Teil des Widerstandes wiederzufinden ist, in die richtige Richtung gebracht. Aufgrund der Ähnlichkeit der untersuchten Geometrien mit der ebenen Platte scheint es naheliegend, die Widerstandserhöhung bzw. die Zusatzeffekte auf einen Plattenparameter umzurechnen. Dazu bietet sich zweckmäßig die Plattenlänge selbst an. Es wurde deshalb eine Zusatzplattenlänge im Sinne einer Vorderkantenverlängerung derart ermittelt, daß der Widerstand der konturierten Konfiguration gleich ist dem Widerstand einer ebenen Platte der

	A	B	C	D	E	F	G
Geometr.	Platte	Platte	abger. Stufe $Re_L=3{,}3\cdot10^5$			$2{,}2\cdot10^5$	
Strömg.	anlieg.	anlieg.	anlieg.	anlieg.	anlieg.	Ablösg.	Ablösg.
$Re_H=$	/	/	$2{,}8\cdot10^4$	$4{,}0\cdot10^4$	$5{,}5\cdot10^4$	$5{,}5\cdot10^4$	$5{,}5\cdot10^4$
$C_W=2\frac{\delta_2}{l^*}$	0.0038	0.0036	0.0039	0.0040	0.0042	0.0041	0.0066
$Re_{\Delta 1}$	/	Refer.	$1.8\cdot10^5$	$3.3\cdot10^5$	$4.9\cdot10^5$	$4.4\cdot10^5$	$2.8\cdot10^6$
C_{WR}	0.0038	0.0035	0.0035	0.0034	0.0034	0.0036	0.0030
C_{WP}	0	0	0.0001	0.0003	0.0009	0.0006	0.0031
$C_{WR}+C_{WP}$	0.0038	0.0035	0.0036	0.0037	0.0043	0.0042	0.0061
Methode	1/7-Pot. Gesetz	Rechenverfahren nach Bradshaw (direkt mit Wechselwirkung)				invers. Verfahr.	Messung

Tabelle 3.a: Widerstand verschiedener Geometrien mit und ohne Strömungsablösung ($Re_+=2{,}5\cdot10^6$) bei der Rücklage $Re_1=1{,}8\cdot10^6$.

	A'	B'	C'	D'	E'	F'	G'
Geometr.	Platte	Platte	abger. Stufe $Re_L=3{,}3\cdot10^5$			$2{,}2\cdot10^5$	
Strömg.	anlieg.	anlieg.	anlieg.	anlieg.	anlieg.	Ablösg.	Ablösg.
$Re_H=$	/	/	$2{,}8\cdot10^4$	$4{,}0\cdot10^4$	$5{,}5\cdot10^4$	$5{,}5\cdot10^4$	$5{,}5\cdot10^4$
$C_W=2\frac{\delta_2}{l^*}$	0.0033	0.0032	0.0033	0.0033	0.0034	0.0034	0.0045
$Re_{\Delta 1}$	/	Refer.	$1.8\cdot10^5$	$3.3\cdot10^5$	$4.9\cdot10^5$	$4.4\cdot10^5$	$2.8\cdot10^6$
C_{WR}	0.0033	0.0031	0.0030	0.0030	0.0029	0.0031	0.0027
C_{WP}	0	0	0.0001	0.0002	0.0005	0.0003	0.0015
$C_{WR}+C_{WP}$	0.0033	0.0031	0.0031	0.0032	0.0034	0.0034	0.0042
Methode	1/7-Pot. Gesetz	Rechenverfahren nach Bradshaw (direkt mit Wechselwirkung)				invers. Verfahr.	Messung

Tabelle 3.b: Widerstand bei Verlängerung des Plattensystems auf $Re_{++}=5{,}0\cdot10^6$.

Länge ($l^+ + \Delta l$). Diese Zusatzplattenlänge, formuliert in der Dimension "$Re_{\Delta l}$", ist in Tabelle 3.a mit Referenz auf den Fall B (ebene Platte nach Bradshaw-Berechnung) dargestellt. Es wird im Gegensatz zum Widerstandsbeiwert erwartet, daß $Re_{\Delta l}$ in Bezug auf Re_+ eine invariante Größe ist (siehe folgenden Absatz).

In Tabelle 3.b sind alle Parameter der vorigen Tabelle konstant gehalten worden bis auf die geometrische Gesamtlänge . In dieser Tabelle wurde die geometrische Gesamtlänge verdoppelt $l^+=2\ l^{++}$, mithin ist $Re^{++}=5{,}0\cdot10^6$ (Kennzeichnung A', usw.). Die Wirkung der drastischen Verlängerung des Plattensystems ist folgende: Zunächst ist festzustellen, daß der Druckwiderstandsbeiwert C_{WP} proportional zur Länge der Platte l^+/l^{++} sinkt; absolut gesehen ist der Druckwiderstand, der ja irgendwo weit vorn entstanden ist, eine konstante Größe, die nicht weiter anwachsen kann. Der Gesamtwiderstand C_W hat bereits an dieser Stelle l^{++} für alle unterschiedlichen Konfigurationen nahezu denselben Wert. Dies bedeutet, mit zunehmender Länge des Gesamtsystemns spielen Störvorgänge begrenzten Ausmaßes (siehe Titel dieser Arbeit) eine immer schwächere Rolle, insbesondere dann, wenn sie relativ weit vorn entspringen. Ein weiteres Ergebnis muß festgehalten werden: Der Zusatzwiderstand, der ja in den "Zeilen" als Unterschied gegenüber den reinen Plattenwerten auftritt, ist keine konstante und damit angebbare Größe; der Vergleich von Tabelle 3.a zu 3.b zeigt dies (siehe Young, 1981). Im Gegensatz dazu ist die auch in dieser Tabelle aufgenommene Zusatzlänge $Re_{\Delta l}$ unabhängig von Re_+ bzw. Re_{++}.

Ein abschließender Satz möge noch einmal der Tabelle 3.a gelten, in der die prinzipiell unterschiedlichen Effekte deutlich zu erkennen sind: Wenn auch Spalten E und G mit unterschiedlichen Werkzeugen ermittelt worden sind, ist dennoch die Tendenz eindeutig: konturierte Geometrien, die Ablösung vermeiden, haben eindeutig erheblich geringeren Widerstand als scharfkantige Geometrien. Auch scheint eindeutig und sinnvoll zu sein, daß die Platte (Vergleich von B mit C, D, E) diejenige Geometrie ist, die den geringsten Widerstand hervorruft, siehe Rechenberg, 1973.

8. ZUSAMMENFASSUNG

Es wurden turbulente Strömungen in Ablösungsnähe bzw. mit Ablösung theoretisch und experimentell mit Hilfe der Laser-Doppler Velocimetrie untersucht. Auf charakteristische Merkmale solcher Strömungen (Grenzschichtparameter, Integralgrößen, Kennzahlen, usw.) wurde ausführlich eingegangen. In einem Reynoldszahl-Diagramm wurden Gebiete für das Auftreten ablösender und anliegender Strömungsformen beschrieben.

Für die eckige zurückspringende Stufenströmung wurde ein einfaches Modell aufgestellt, das das Verhalten des Basisdruckes und der Wiederanlegelänge in Abhängigkeit von der Grenzschichtdicke beschreibt. Die Analyse dieser Arbeit in Messung und Theorie weist nach, daß der Basisdruck gegen Null geht und die Wiederanlegelänge wächst, wenn die auf die Stufenhöhe H bezogene Grenzschichtdicke wächst. In der Literatur ist das Verhalten der Wiederanlegelänge jedoch widersprüchlich dargestellt. Bei extrem kleinen Stufenhöhen bzw. extrem großen Grenzschichtdicken findet das in dieser Arbeit ermittelte Verhalten eine Bestätigung.

Bei Stufenströmungen mit konturiertem Übergang wurde mit einer direkten Wechselwirkungstheorie die Grenze für das Auftreten von Ablösung ermittelt. Diese Grenze, mit theoretischen Methoden erarbeitet, wurde durch experimentelle Ergebnisse untermauert.

Bei der Berechnung turbulenter Strömungen mit Ablösung haben sich nur solche Methoden als geeignet erwiesen, die über den Ablösungspunkt hinweg zu rechnen vermögen. Dabei kommt sinnvollerweise nur die indirekte (inverse) oder halbinverse Methode in Betracht. Die Vorteile liegen klar bei der halbinversen Methode; d.h. bei der Außenströmung kommen direkte Singularitätenverfahren, wie Martensen- oder Panelverfahren, zum Zuge; bei der Berechnung der Reibungsschicht wurde das indirekte Grenzschichtlösungsschema angewendet. Die beiden Teile der Rechnung, Außenströmung und Grenz-

schicht, wurden im Sinne einer "starken Wechselwirkung" verknüpft. Es wurde eine aus der Literatur bekannte Kopplungsbeziehung angewendet, die auf einfache Weise lokal die Geschwindigkeiten als Ergebnis von Außenströmungs- und Grenzschichtrechnung zu einer Korrektur für die einzugebende lokale Verdrängungsdicke verknüpft. Diese Methode vermag die an Wänden auftretenden begrenzten Ablösungsgebiete vollständig ohne das Auftreten von Singularitäten am Ablösungs- oder Wiederanlegepunkt zu berechnen. Theorie und Experiment, das mit dem Laser-Doppler Velocimeter durchgeführt wurde, zeigen gute Übereinstimmung. Es wurde in der Messung bestätigt, daß nur die Laser-Doppler Velocimetrie imstande ist, Ablösungsgebiete hinreichend genau und eindeutig aufzulösen. Die sehr starken Gradienten und sehr flachen Ablöseblasen schließen bei diesen Geometrien jede andere als die optische Methode aus.

Eine Analyse des Widerstandes verschiedener Geometrien hat gezeigt, daß eckige Stufenströmungen wegen des hohen auftretenden Basisdruckes den höchsten Widerstand erzeugen. Am günstigsten bezüglich des Widerstandes verhält sich die ebene Plattenströmung. Konturierte Geometrien, insbesondere wenn sie Ablösung aufweisen, induzieren erhöhten Widerstand, der -zwar vorhanden- aber dennoch nicht als konstanter Wert, sondern nur relativ zum Gesamtsystem angebbar ist.

9. LITERATURVERZEICHNIS

ABBOTT,D.E. & KLINE,S.J.: Experimental investigation of subsonic turbulent flow over single and double backward-facing steps. Trans. ASME, J. of Basic Engineering, Vol. 84, 317-325, 1962.

ALBER,I.E.: Similar solutions for a family of separated turbulent boundary layers. AIAA Paper No. 71-203, 1971.

ALBER,I.E. & BACON,J.W. & MASSON,B.S. & COLLINS,D.J.: An experimental investigation of turbulent transonic viscid inviscid interactions. AIAA Journal, Vol 11, 620-627, 1973.

ARIELI,R. & MURPHY,J.D.: Pseudo-direct solution to the boundary-layer equations for separated flow. AIAA Journal, Vol 18, 883-891, 1980.

ARNOLD,K.O.: Untersuchungen über die Auftriebserhöhung eines Klappenflügels durch Schlitzabsaugung. ZFW 15, 37-56, 1967.

ARMALY,B.F. & DURST,F. & SCHÖNUNG,B.: Measurements and predictions of flow downstream of a two-dimensional single backward-facing step. Bericht SFB 80/et/172, Karlsruhe, 1980.

ASSASSA,G.M. & PAPAILIOU,K.D.: An integral method for calculating turbulent boundary layers with separation. Trans. ASME, J. of Fluids Engng., Vol 101, 110-116, 1979.

BALDWIN,B.S. & LOMAX,H.: Thin layer approximation and algebraic model for separated turbulent flows. AIAA Paper 78-257, 1978.

BRADSHAW,P. & FERRISS,D.H. & ATWELL,N.P.: Calculation of boundary layer development using the turbulent energy equation. JFM, Vol. 28, pp. 593-616, 1967.

BRADSHAW,P. & UNSWORTH,K.: An improved FORTRAN program for the Bradshaw-Ferriss-Atwell method of calculating turbulent shear layers. Imperial College Report 74-02, 1974.

BRADSHAW,P. & WONG,F.Y.F.: The reattachment and relaxation of a turbulent shear layer. JFM, Vol. 52, 113-135, 1972.

BRILEY,W.R & MC DONALD,H.: Numerical prediction of incompressible separation bubbles. JFM, Vol 19, 631-656, 1975.

BUTTER,D.J. & WILLIAMS,B.R.: The development and application of a method for calculating the viscous flow about high-lift aerofoils. AGARD-CP-291, 25.1-25.20, 1981.

CARTER,J.E.: Inverse boundary layer theory and comparison with experiment. NASA TP 1208, 1978(1).

CARTER,J.E.: A new boundary-layer interaction technique for separated flows. NASA TM 78 690, 1978(2).

CARTER,J.E. & WORNOM,S.F.: Solutions of incompressible separated boundary-layers including viscous-inviscid interaction. NASA SP-347, 125-150,1975.

CATHERALL,P. & MANGLER, K.W.: The integration of the two-dimensional laminar boundary layer equations past the point of vanishing skin friction. JFM, Vol. 26, 163-192, 1966.

CEBECI,T. & BRADSHAW,P.: Momentum transfer in boundary layers. Hemishere Publ. Corp., London, 367-375, 1977.

CEBECI,T. & KHALIL,E.E. & WHITELAW,J.H.: Calculation of separated boundary-layer flows. AIAA Paper 79-0284, 1979.

CEBECI,T. & MOSINSKIS,G.J. & SMITH,A.M.O.: Calculation of separation points in incompressible flows. J. of Aircraft, Vol. 9, 618-624, 1972.

CHANDRSUDA,C.: A reattaching turbulent shear layer in incompressible flow. PhD Thesis, Imperial College, London, 1975.

CHANDRSUDA,C. & BRADSHAW,P.: Turbulence structure of a reattaching mixing layer. JFM, Vol. 110, 171-194, 1981.

CHANG,P.K.: Separation of flow. Pergamon Press, 1970.

CHANG,P.K.: Control of flow separation. Hemisphere Publ. Corp., 1976.

COLES,D. & WADCOCK,A.J.: A flying hotwire study of two-dimensional mean flow past an NACA 4412 airfoil at maximum lift. AIAA Jounal, Vol 17, 321-329, 1979.

DISA Information: laufende Serie der Fa. DISA Elektronik, Karlsruhe und Skovlunde, Dänemark.

DURST,F. & MELLING,A. & WHITELAW,H.: Principles and practice of Laser-Doppler anemometry. Academic Press, New York, 1976.

DURST,F. & PEREIRA,J.C.F. & TROPEA,C.D.: Flows over two-dimensional backward-facing steps. Vortrag, gehalten anläßlich EUROMECH 148 in Bochum, 1981.

DURST,F. & TROPEA,C.D.: Turbulent backward-facing step flows in two-dimensional ducts and channels. Proceed. of the 3rd Symp. on Turb. Shear Flows, Davis, California, USA, 1981.

EATON,J.K. & JOHNSTON,J.P.: A review of research on subsonic turbulent flow reattachment. AIAA Journal, Vol. 19, 1093-1100, 1981.

ETHERIDGE,D.W. & KEMP,P.H.: Measurements of turbulent flow downstream of a rearward-facing step. JFM, Vol. 86, 545-566, 1978.

FERNHOLZ,H.: Halbempirische Gesetze zur Berechnung turbulenter Grenzschichten nach der Methode der Integralbedingungen. Ing. Arch. 33, Heft 6, 1964.

FLÜGGE-LOTZ,I. & REYHNER,T.A.: The interaction of a shock-wave with a laminar boundary-layer. Intern. J. of Nonlinear Mech. 3, 173-199, 1968.

GAUDET,L. & WINTER,K.G.: Measurements of the drag of some characteristic aircraft excrescences immersed in turbulent boundary layers. AGARD-CP-124, 4.1-4.12, 1973.

GEROPP,D. & GRASHOF,J.: Berechnung von Strömungsfeldern mit Ablöseblasen bei großen Reynoldszahlen. Bericht G1/75, Inst. f. Strömungslehre und -mechanik, Universität Karlsruhe, 1975.

GERSTEN,K.: Einführung in die Strömungsmechanik. Bertelsmann Universitätsverlag, 1974.

GOGISH,L.V. & STEPANOV,G.Y.: Detached flow over a step with the formation of a wake (Übersetzung aus dem Russischen). Fluid Dynamics, Vol. 12, 358-363, 1977.

GOLDSCHMIED,F.R.: An approach to incompressible separation under adverse pressure gradients, J. of Aircraft, Vol. 2, 108-115, 1975.

GOOD,M.C. & JOUBERT,P.N.: Form drag of two-dimensional bluff-plates immersed in turbulent boundary layers. JFM, Vol. 31, 547-582, 1968.

GORDON,R. & ROM,J.: Transonic viscous-inviscid interaction over airfoils for separated laminar or turbulent flows. AIAA Journal, Vol 19, 545-552, 1981.

GOSMAN,A.D. & IDERIAH,F.J.N.: A general computer program for two-dimensional turbulent recirculating flows. Dpt. of Mech. Engineering, Imperial College, London, 1976.

GOSMAN,A.D. & PUN,W.M.: Lecture notes course entitled: "Calculation of recirculating flows". Heat Transfer Report No. HTS/74/2, Imperial College, London, 1974.

GRANT,I. & BARNES,F.A. & GREATED,C.A.: Velocity measurements using the photon correlation technique in a separated boundary layer. Physics of Fluids, Vol. 18, 504-507, 1975.

GREEN,J.E.: Two-dimensional turbulent reattachment as a boundary-layer problem. AGARD-CP-4, 393-427, 1966.

HEAD,M.R.: Entrainment in the turbulent boundary layer. ARC R & M 3152, 1960.

HERWIG,H.: Die Anwendung der Methode der angepaßten asymptotischen Entwicklungen auf laminare zweidimensionale Strömungen mit endlichen Ablösegebieten. Diss., Ruhruniversität Bochum, 1981.

HERWIG,H. & BROWN,S.: Two-dimensional separated flow: a report on EUROMECH 148. Erscheint in JFM, 1982.

HONJI,H.: The starting flow down a step. JFM, Vol. 69, 229-240, 1974

INGER,G.R.: Supersonic laminar base pressure, heat transfer, and upstream influence correlations for small steps. AIAA Journal, Vol. 12, 1157-1158, 1974.

JACOB,K.: Theoretische Bestimmung der Kennkurven von Tragflügelprofilen mit Klappen, Strömungsablösung und Bodeneinfluß. 9. DGLR-Jahrestagung, München, 1976.

JONES,B.M.: An experimental study of the stalling of wings. ARC R & M 1588, 1933.

KASAGI,N. & HIRATA,M. & HIRAOKA,H.: Large eddy structures in turbulent separated flows downstream of a rearward-facing step. Proceedings of the Symposium on Turbulent Shear Flows, Pennsylvania, 1977.

KIM,J. & KLINE,S.J. & JOHNSTON,J.P.: Investigations of separation and reattachment of a turbulent shear layer: Flow over a backward-facing step. Report MD-37, Stanford University, 1978.

KISKE,S. & VASANTA RAM & PFARR,K.: The effect of disturbed turbulence structure on the preston-tube method of measuring wall shear stress. Aeronautical Quarterly, Vol. 32, 354-367, 1981.

KOTTKE,V.: Stoff-, Wärme- und Impulsübertragung in lokalen Ablösegebieten. Institut für chem. Verfahrenstechnik, Universität Stuttgart, 1981.

KUEHN,D.M.: Effects of adverse pressure gradient on the incompressible reattaching flow over a rearward-facing step. AIAA Journal, Vol. 18, 343-344, 1980.

KUHN,G.D. & NIELSEN,J.N.: Prediction of turbulennt separated boundary layers. AIAA Paper 73-663, 1973.

LAUNDER,B.E. & SPALDING,D.B.: The numerical computation of turbulent flow. Computational Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 3, 269 ff, 1974.

LE BALLEUR,J.C.: Calculation of viscous flows with separations and wakes through viscous-inviscid interaction. Vortragsmanuskript für EUROMECH 148, Ruhruniversität Bochum, 1981.

LE BALLEUR,J.C.: Calcul des ecoulement a forte interaction visqueuse au moyen de methode de couplage. AGARD-CP-291, 1.1-1.36, 1981.

LE BALLEUR,J.C. & MIRANDE,J.: Etude experimentale et theoretique du recollement bidimensionnel turbulent incompressible. AGARD-CP-168, 17.1-17.13, 1976.

MARTENSEN,E.: Berechnung der Druckverteilung an Gitterprofilen in ebener Potentialströmung mit einer Fredholm'schen Integralgleichung. Archives for Rational Mechanics and Analysis, Vol. 3, 235-270, 1959.

MOHSEN,A.M.: Experimental investigation of the wall pressure fluctuations in subsonic flows. Boeing Co. Report D6-17094, AD 669214, 1967.

MOSS,W.D. & BAKER,S.: Recirculating flows associated with two-dimensional steps. Aeronautical Quarterly, Vol. 31, 151-172, 1980.

MUELLER,T.J. & KORST,H.H. & CHOW,W.L.: On the separation, reattachment, and redevelopment of incompressible turbulent shear flow. Trans. ASME 86 D, 221-226, 1964.

MUELLER,T.J. & ROBERTSON,J.M.: A study of the mean motion and turbulence downstream of a roughness element. Proceedings of the First Southeastern Conference on Theoretical and Applied Mechanics, Gatlingburg, Tenn., 326-340, 1962.

NARAYANAN,M.A.B & KHADGI,Y.N. & VISWANATH,P.R.: Similarities in pressure distribution in separated flow behind backward-facing steps. Aeronautical Quarterly, Vol. 25, 305-312, 1974.

NASH,J.F.: A review of research on two-dimensional base flow. ARC R & M 3323, 1962 (1).

NASH,J.F.: An analysis of two-dimensional turbulent base flow, including the effect of the approaching boundary layer. ARC R & M 3344, 1962 (2).

NASH,J.F. & QUINCEY,V.G. & CALLINAN,J.: Experiments on two-dimensional base flow at subsonic and transonic speeds. ARC R & M 3427, 1963.

OTTE,F. & THIEDE,P.: Berechnung ebener und rotationssymmetrischer kompressibler Grenzschichten auf der Basis von Integralbedingungen. Fortschr.-Ber VDI-Z, Reihe 7, Nr. 33, 1973.

OSWATITSCH,K.: Die Ablösungsbedingung von Grenzschichten. Grenzschichtforschung, Hrsg H. Görtler, Springer, 357-367, 1958.

PAGE,R.H. & PORTEIRO,J.L.F. & PRZIREMBEL,C.E.G.: Analysis of base pressure for subsonic turbulent flow. 13th. Intern. Symp. on Space Technology and Science, Tokyo, 1982.

PERRY,A.E. & SCHOFIELD,W.H.: Mean velocity and shear stress distributions in turbulent boundary layers. Physics of Fluids, Vol. 16, 2068-2074, 1973.

PLATE,E.J.: The drag on a smooth flat plate with a fence immersed in its turbulent boundary layer. ASME Paper 64-FE-17, 1964.

PLETCHER,R.H.: Prediction of incompressible turbulent separating flow. Trans. ASME, J. of Fluids Engng., Vol 100, 427-433, 1978.

PRANDTL,L.: The mechanics of viscous fluids. Aerodynamic Theory, Vol. III, Springer, 1924.

RECHENBERG,I.: Optimierung technischer Systeme nach den Prinzipien der biologischen Evolution. Frommann-Holzboog Verlag, Stuttgart, 1973.

ROBERTS,W.B.: Effects of Reynolds number and turbulence level on axial cascade performance. AGARD AR 175, 164-170, 1981.

ROSHKO,A. & THOMKE,G.: Observations of turbulent reattachment behind an axisymmetric step in supersonic flow. AIAA Journal, Vol. 4, 975-980, 1966.

ROTTA,J.: Turbulente Strömungen. B.G. Teubner, Stuttgart, 1972.

SANDBORN,V.A. & KLINE,S.J.: Flow models in boundary-layer stall inception. Trans. ASME, J. of Basic Engineering, Vol. 83, 317-327, 1961.

SANDBORN,V.A. & LIU,C.Y.: On turbulent boundary-layer separation. JFM, Vol.32, 293-304, 1968.

SCHLICHTING,H.: Grenzschicht-Theorie. G. Braun, Karlsruhe, 1965.

SIMPSON,R.L.: A review of some phenomena in turbulent flow separation. Trans. ASME, J. of Fluids Engineering, Vol. 103, 520-533, 1981.

SIMPSON,R.L.: Characteristics of a separating incompressible turbulent boundary layer. AGARD-CP-168, 14.1-14.14, 1976.

SIMPSON,R.L. & COLLINS,M.A.: Laser and hot-film anemometer measurements in a separating turbulent boundary layer. AIAA Journal, Vol. 16, 289-290, 1978.

SIMPSON,R.L. & STRICKLAND,J.M. & BARR,P.W.: Prediction of turbulent boundary layers in the vicinity of separation. JFM, Vol 79, 553-594, 1977.

SMITH,P.D. & HASTINGS,R.C. & WILLIAMS, B.R.: Calculation and measurement of separated boundary layers. Vortragsmanuskript für EUROMECH 148, Ruhruniversität Bochum, 1981.

STAB: Memorandum über zukünftige nationale Zusammenarbeit in der Strömungsforschung, insbesondere in der Aerodynamik auf dem Gebiet der Strömungen mit Ablösung. Verschied. Herausg., Koordination K. Robert (DFVLR), Köln, 1979.

STRATFORD,B.S.: The prediction of separation of the turbulent boundary layer. JFM, Vol. 5, 1-16, 1959.

TANI,I.: Experimental investigation of flow separation over a step. Grenzschichtforschung, Hrsg H. Görtler, Springer, 377-386, 1958.

TANI,I. & IUCHI,M. & KOMODA,H.: Experimental investigation of flow separation associated with a step or groove. Aeron. Res. Inst. University of Tokyo, Report 364, 1961.

THIEDE,P. & ELSHOLZ,E. & DARGEL,G.: Rationelle Berechnung partieller Ablösegebiete auf der Basis des Grenzschichtkonzepts. FBWT 1981.

THOMPSON,H.D. & STEVENSON,W.H. (Hrsg.): Laser velocimetry and particle sizing. Hemisphere Pub. Corp., Washington, 1979.

TROPEA,C.: Die turbulente Stufenströmung in Flachkanälen und offenen Gerinnen. Dissertationsschrift, Universitaät Karlsruhe, 1982.

TRUCKENBRODT,E.: Ein Quadraturverfahren zur Berechnung der laminaren und turbulenten Reibungsschicht bei ebener und rotationssymmetrischer Strömung. Ing.Arch. 20, 211-228, 1952.

TSI Quarterly: laufende Serie der Fa. TSI, Aachen und St. Paul, MN, USA.

VELDMAN,A.E.P.: The calculation of incompressible boundary layers with strong viscous-inviscid interaction. AGARD-CP-291, 12.1-12.12, 1981.

WALZ,A.: Strömungs- und Temperaturgrenzschichten. Braun Verlag, Karlsruhe, 1966.

WAUSCHKUHN,P. & VASANTA RAM: Die turbulente Grenzschicht hinter einem Ablösungsgebiet. ZFW 23, 1-9, 1975.

WHITFIELD,D.L. & SWAFFORD,T.W. & JACOCKS,J.L.: Calculation of turbulent boundary layers with separation, reattachment and viscous-inviscid interaction. AIAA Paper 80-1439, 1980.

WIEGHARDT,K.: Erhöhung des turbulenten Reibungswiderstandes durch Oberflächenstörungen. Forschungshefte für Schiffstechnik, Heft 2, 65-81, 1953.

YOUNG,A.D. & PATERSON,J.H.: Aircraft excrescence drag. AGARD-AG-264, 1981.

ANHANG A : gemessene Grenzschichtparameter

x/H	δ/H	δ_1/H	δ_2/H	δ_3/H	H_{12}	H_{32}
-3.43	~0.61	0.067	0.050	0.087	1.35	1.76
0.0	~0.56	0.073	0.052	0.098	1.39	1.87
0.49	~1.57	1.05	0.056	0.098	18.6	1.74
0.98	~1.57	1.07	0.034	0.080	31.1	2.33
1.96	~1.57	1.04	0.040	0.094	26.2	2.34
2.94	~1.47	0.946	0.059	0.125	16.1	2.13
3.92	~1.42	0.809	0.073	0.156	11.1	2.15
4.90	~1.37	0.686	0.125	0.204	5.47	1.63
5.88	~1.37	0.549	0.163	0.250	3.36	1.53
6.86	~1.32	0.412	0.190	0.292	2.16	1.53
7.84	~1.27	0.343	0.182	0.296	1.88	1.62
8.82	~1.22	0.275	0.168	0.281	1.63	1.67

Tabelle 4a: Integralwerte gemessener Geschwindigkeitsprofile an der zurückspringenden eckigen Stufe nach Kap. 5.2.2 mit $Re_1=1{,}8\cdot10^6$, $Re_H=5{,}5\cdot10^4$, H=20,4 mm.

x*/H	δ/H	δ_1/H	y_T/H	δ_2/H	δ_3/H	H_{12}	H_{32}
-3.03	~0.73	0.077	-	0.054	0.098	1.41	1.81
0.0	~0.59	0.053	-	0.039	0.070	1.35	1.80
1.39	~0.68	0.071	-	0.051	0.090	1.39	1.78
1.93	~0.88	0.180	0	0.082	0.137	2.20	1.67
2.41	~1.22	0.343	0.165	0.093	0.156	3.70	1.68
2.95	~1.46	0.440	0.231	0.103	0.175	4.27	1.70
3.77	~1.70	0.480	0.161	0.131	0.213	3.65	1.62
4.50	~1.80	0.418	0	0.165	0.260	2.54	1.58
4.99	~1.70	0.357	-	0.170	0.268	2.10	1.58
6.91	~1.60	0.224	-	0.153	0.255	1.47	1.67

Tabelle 4b: Integralwerte gemessener Geschwindigkeitsprofile an der zurückspringenden runden Stufe nach Kap. 5.2.2 mit $Re_1=1{,}0\cdot10^6$, $Re_H=2{,}7\cdot10^4$, H/L=0,25, H=20,5 mm.

Lebenslauf

Peter Wauschkuhn	geboren am 14.8.1946 in Recklinghausen
Eltern	Hans Wauschkuhn, Richtmeister und Ehefrau Antonia Wauschkuhn
Schulen	Volksschule: April 1953 - April 1957 Realschule : April 1957 - April 1961 Gymnasium : April 1961 - Febr. 1966 Reifeprüfung: Februar 1966
Bundeswehr	1966 - 1968
Praktikum	April 1968 - Juli 1968 bei Chemische Werke Hüls AG
Studium	Oktober 1968 - März 1973 Diplomprüfung: März 1973
Berufstätigkeit	Juni 1973 (lfd.) als wissenschaftlicher Angestellter in verschiedenen Forschungsprojekten am Institut für Thermo- & Fluiddynamik, Ruhr-Universität Bochum, Lehrstuhl : Professor Dr.-Ing. K. Gersten

D. GRÄBNER
DISSERTATIONS U. OFFSETDRUCKEREI

Gotenstraße 3
8602 Altendorf bei Bamberg
Telefon 09545/8791